東京帝國大學

地震研究所彙報

第三號

昭和二年九月發行

目次

論文 頁

表面層及び曲面に傳播する彈性波の分散(英文)……所員 妹澤克惟…… 1
彈性波の散逸と之に關聯する一二の問題(英文)……所員 妹澤克惟…… 19
粘彈性體に於ける波動の衰衰に就て(英文)……所員 妹澤克惟…… 43
彈性波の實驗(第一報)(英文)……所員 寺田寅彥 所員 坪井忠二…… 55
日本海沿岸の島列に就て(英文)……所員 寺田寅彥…… 67
毛細管加速度計(佛文)……所員 石本巳四雄…… 87
關東地方に於ける地震活動の短期統計的研究(邦文)……所員 今村明恒 囑託員 保田柱二…… 105
丹後地震に於ける建築物の被害に就て(邦文)……所員 谷口忠…… 133

報告

丹後地方地震調査要項(邦文)…… 163
丹後震災地水準測量第一回報告(邦文)…… 167

所報…… 171

BULLETIN OF

THE EARTHQUAKE RESEARCH INSTITUTE

TOKYO IMPERIAL UNIVERSITY

September, 1927. Vol. III.

Contents

Papers Contributed page

Dispersion of Elastic Waves propagated on the Surface of Statified Bodies and on Curved Surfaces (in English) …… K. Sezawa…… 1
Scattering of Elastic Waves and Allied Problems. (in English) …… K. Sezawa…… 19
On the Decay of Waves in Visco-Elastic Solid Bodies (in English) …… K. Sezawa…… 43
Experimental Studies on Elastic Waves (Part 1) (in English) …… T. Terada, C. Tsuboi …… 55
On a Zone of Islands Fringing the Japan Sea Coast—with a Discussion on its Possible Origin (in Egnlish) …… T. Terada. …… 67
Un Accéléromètre Capillaire (en français) …… M. Ishimoto…… 87
On Some Seismic Zones of the Kwantô District as Revealed by Means of a Short Period Statistics. (in Japanese) …… A. Imamura, C. Yasuda …… 105
Damages of Buildings in the Province of Tango due to a Destructive Earthquake. (in Japanese) …… T. Taniguchi…… 133

Reports

Geophysical Investigations on the Severe Earthquake in the Province of Tango (in Japanese) …… 163
First Report on the Precise Levelling across the Province of Tango (in Japanese) …… 167

Institute Notes …… 171

(For the papers written in Japanese or in occidental languages, the abstracts are given in occidental languages or in Japanese respectively)

本彙報ハ不定期ニ發行ス。

本彙報掲載ノ報告ニ關シテハ著者ノミニ其責任アルモノトス。

本彙報ニ關スル照會通信ハ東京帝國大學地震研究所長ヘ宛テラレタシ。

The bulletin is published at irregular intervals.

The authors of the papers alone are responsible for the statements and opinions.

All communications relating to this bulletin should be addressed to the Director of the Earthquake Research Institute, Tokyo Imperial University.

東京帝國大學
地震研究所彙報
第　參　號

Dispersion of Elastic Waves propagated on the Surface of Stratified Bodies and on Curved Surfaces

By

Katsutada SEZAWA

Earthquake Research Institute

表面層及び曲面に傳播する彈性波の分散

所員　妹澤克惟

地震波が震源から遠ざかるに從て繰替の振動性が增加する傾向は彈性波の分散によつて可なり說明出來るが、其には種々の原因がある。この論文では境界面の狀況によるものを主として取扱ひ、其を表面の層に起因するものと、表面の曲率によるものとに分類して考へた。

問題を二部門に分け、第一部門では種々の波長の調和波が表面層に沿うて傳播する場合を考へ、各分波に相當する速度を算出する時、各異なる値を有し、從て波の分散性を確定する事が出來た。尙斯る問題の特別な場合はブロムウヰツチ及びラブ兩氏によつて夫々特種の方法で手を著けられて居るが（第二頁脚註）、層厚、速度、彈性間の一般關係は全く發見されて居らぬ。この論文は斯る關係を充分に攻究して地震學者に確實なる（三桁の數字迄）材料を提供したばかりでなく前記諸氏とは全く別の計算法によつて普通のレーレー波と一致する理論を與へた。

第二部門では表面に曲率がある時のレーレー波、ラブ波等を計算した。而して何れの場合にも波長によつて傳播速度が異なり、分散の原因を作る事を述べ、合せて一般の彈性體に於て高周振動の勢力が其表面に集まる事をも示した。

尙本論文中第一圖の曲線は（$\mu=2\mu'$ を除き）地震研究所の宮崎武平氏によつて之として算出されたるものである事を附加へる。

The earthquake motion at a distant point from the origin is oscillatory, though it is not necessarily oscillatory in the neighbourhood of the source.

The farther the epicentral distance, the more grows the oscillation. This is due to the fact that a shock is composed of an aggregate of simple harmonic trains of waves, each travelling with different velocity corresponding to its wave length. The proper velocity of each train of waves depends not only on the surface conditions of the solid, but on the physical nature of the medium, such as the effect of gravity or of heterogeneity of elastic and dissipation constants. In this paper only the former will be dealt with.

The investigation of the effect of the surface conditions on the velocity of propagation is limited to two simple cases, namely the effect of surface layers on the propagation of Rayleigh-type waves and the other the propagation of waves on curved surfaces. Although special problems on the propagation of waves on a stratified surface have already been taken up by eminent mathematicians such as Bromwich[1] and Love[2], yet the general relation between the thickness of the layers and the velocity of waves has not completely been studied. As to the propagation of waves on curved surfaces, it seems that it has not yet been much studied, excepting those on a spherical surface, in spite of its importance.

The present investigation consists of two parts: the first part relates to the dispersion of elastic waves on a solid body with surface layers and the second to the waves propagated over a curved surface.

I. Dispersion of Elastic Waves on a Stratified Surface.

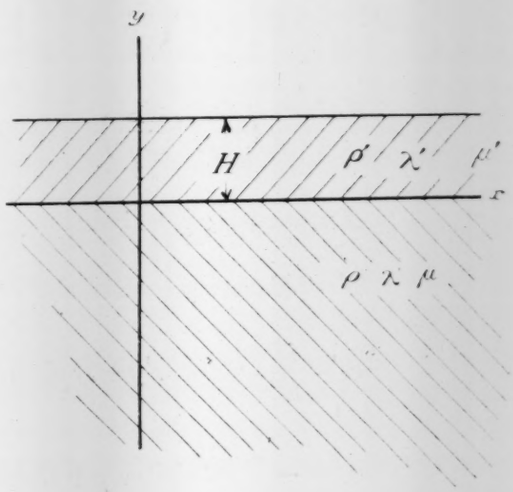
1. When the axis of x is taken coincident with the lower boundary of a layer lying on the semi-infinite solid body and the axis of y is directed vertically upwards, the equations of motion of the lower medium are expressed by

$$\left.\begin{aligned} \rho\frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2} &= (\lambda+2\mu)\left(\frac{\partial^2 \Delta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \Delta}{\partial y^2}\right) \\ \rho\frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial t^2} &= \mu\left(\frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial y^2}\right) \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

where

(1) London Math. Soc. Proc., vol. 30 (1898).
(2) Some Problems of Geodynamics (1911).

$$\left.\begin{aligned} &\Delta=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y} \\ &2\varpi=\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y} \\ &u, v=\text{horizontal and vertical components of displacement respectively,} \\ &\rho=\text{density} \\ \text{and}\quad &\lambda, \mu=\text{Lame's elastic constants.} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$



The solutions of (1) can be written in the forms:—

$$\Delta=Ae^{ry}\,e^{i(pt-fx)} \quad (3)$$

$$2\varpi=Be^{sy}\,e^{i(pt-fx)} \quad (4)$$

where
$$\left.\begin{aligned} &r^2=f^2-h^2, \qquad s^2=f^2-k^2, \\ &h^2=\frac{\rho p^2}{\lambda+2\mu} \qquad k^2=\frac{\rho p^2}{\mu} \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Displacement (u_1, v_1) answering to Δ in (3) and satisfying $\varpi=0$ is given by

$$\left.\begin{aligned} u_1&=\frac{if}{h^2}\,Ae^{ry+i(pt-fx)} \\ v_1&=-\frac{r}{h^2}\,Ae^{ry+i(pt-fx)} \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Displacement (u_2, v_2) derived from the value of ϖ in (4) with the condition, $\Delta=0$, is expressed by

$$\left.\begin{aligned} u_2&=\frac{s}{k^2}\,Be^{sy+i(pt-fx)} \\ v_2&=\frac{if}{k^2}\,Be^{sy+i(pt-fx)} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

In like manner the equations of motion of the layer together with their solutions are expressed by

$$\left.\begin{aligned}
&\rho'\frac{\partial^2 \Delta'}{\partial t^2}=(\lambda'+2\mu')\left(\frac{\partial^2 \Delta'}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \Delta'}{\partial y^2}\right)\\
&\rho'\frac{\partial^2 \varpi'}{\partial t^2}=\mu'\left(\frac{\partial^2 \varpi'}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \varpi'}{\partial y^2}\right)\\
&\Delta'=(c\cosh r'y+D\sinh r'y)\,e^{i(pt-fx)}\\
&\varpi'=(E\cos s'y+F\sin s'y)\,e^{i(pt-fx)}\\
&u_1'=\frac{if}{h'^2}(c\cosh r'y+D\sinh r'y)\,e^{i(pt-fx)}\\
&v_1'=-\frac{r'}{h'^2}(C\sinh r'y+D\cosh r'y)\,e^{i(pt-fx)}\\
&u_2'=-\frac{s'}{k'^2}(E\sin s'y-F\cos s'y)\,e^{i(pt-fx)}\\
&v_2'=\frac{if}{k'^2}(E\cos s'y+F\sin s'y)\,e^{i(pt-fx)}
\end{aligned}\right\}\quad(8)$$

in which

$$\left.\begin{aligned}
&\Delta'=\frac{\partial u'}{\partial x}+\frac{\partial v'}{\partial y}\\
&2\varpi'=\frac{\partial v'}{\partial x}-\frac{\partial u'}{\partial y}\\
&u',\ v'=\text{horizontal and vertical components of displacement respectively,}\\
&\rho',\ \lambda'\ \mu'=\text{density and Lame's elastic constants for the layer,}\\
&r'^2=f^2-h'^2\gtrless 0,\qquad s'^2=f^2-k'^2\gtrless 0\\
&h'^2=\frac{\rho' p^2}{\lambda'+2\mu'},\qquad k'^2=\frac{\rho' p^2}{\mu'}
\end{aligned}\right\}\quad(9)$$

Now the boundary conditions are given by the following equations: —

$$\left.\begin{aligned}
&u_1+u_2=u_1'+u_2'\\
&v_1+v_2=v_1'+v_2'\\
&\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial}{\partial y}(v_1+v_2)=\lambda'\Delta'+2\mu'\frac{\partial}{\partial y}(v_1'+v_2')\\
&\mu\left[\frac{\partial(u_1+u_2)}{\partial y}+\frac{\partial(v_1+v_2)}{\partial x}\right]=\mu'\left[\frac{\partial(u_1'+u_2')}{\partial y}+\frac{\partial(v_1'+v_2')}{\partial x}\right]
\end{aligned}\right\}\text{at } y=0$$

$$\left.\begin{aligned}
&\lambda'\Delta'+2\mu'\frac{\partial}{\partial y}(v_1'+v_2')=0\\
&\frac{\partial(u_1'+v_2')}{\partial y}+\frac{\partial(v_1'+v_2')}{\partial x}=0
\end{aligned}\right\}\text{at } y=H \qquad (10)$$

where H is the thickness of the layer.

Putting the values of Δ, u_1, u_2, v_1, v_2, Δ', u_1', u_2', v_1' and v_2' from (3), (6), (7) and (8) in the conditions of (10) at the boundaries, and eliminating A, B, C, D, E and F, we have

$$\begin{vmatrix}
-\frac{(f^2-s'^2)}{k'^2}Y_2, & 2\frac{\mu'}{\mu}\frac{ifs'}{k'^2}Y_1, & 0, & -2\frac{\mu'}{\mu}\frac{ifs'}{k'^2}, & 0, & \frac{s'f}{k'^2}\\
-\frac{(f^2-s'^2)}{k'^2}Y_1, & -2\frac{\mu'}{\mu}\frac{ifs'}{k'^2}Y_2, & \frac{\mu'}{\mu}\frac{(f^2-s'^2)}{k'^2}, & 0, & \frac{if^2}{k'^2}, & 0\\
2\frac{ifr'}{h'^2}X_1, & \left(2\frac{\mu'}{\mu}\frac{r'^2}{h'^2}-\frac{\lambda'}{\mu}\right)X_2, & -\frac{\mu'}{\mu}\frac{2ifr'}{h'^2}, & 0, & \frac{r'f}{k'^2} & 0\\
2\frac{ifr'}{h'^2}X_2, & \left(2\frac{\mu'}{\mu}\frac{r'^2}{h'^2}-\frac{\lambda'}{\mu}\right)X_1, & 0, & \frac{\lambda'}{\mu}-2\frac{\mu'}{\mu}\frac{r'^2}{h'^2}, & 0, & -\frac{if^2}{h'^2}\\
0, & 0, & -\frac{(f^2+s^2)}{k^2}, & 2\frac{ifs}{k^2}, & \frac{if^2}{k^2}, & -\frac{sf}{k^2}\\
0, & 0, & \frac{2ifr}{h^2}, & 2\frac{r^2}{h^2}-\frac{\lambda}{\mu}, & -\frac{rf}{h^2}, & \frac{if^2}{h^2}
\end{vmatrix}=0 \qquad (11)$$

where $X_1=\cosh r'H$, $X_2=\sinh r'H$, $Y_1=\cos s'H$ and $Y_2=\sin s'H$.

Solving the above determinantal equation by tentative methods for the cases, $\mu=2\mu'$, $\mu=3\mu'$, $\mu=4\mu'$ and $\mu=5\mu'$, in which $\lambda=\mu$, $\lambda'=\mu'$ and $\rho=\rho$, the author has obtained, by the aid of Mr. Miyazaki, the relation between the velocity and L/H, L being the wave length. Fig. I. gives this relation and shows the nature that longer waves have higher velocities with an asymptotic

limiting value. Thus it will be seen that elastic surface waves on a stratified body are dispersive. In general, if $\mu'<\mu$, the velocity of such waves lies between the velocities of waves proper to the two materials, the upper layer and the subjacent materials, when they take the semi-infinite extension.

2. Following the same line of argument for two dimensional propagation of waves started from an origin and also the same on a spherical surface, we arrive at the following determinantal equations:—

for the former

$$\begin{vmatrix}
\frac{k^2}{k^2-\alpha^2}, & \frac{-\alpha k}{k^2-\alpha_2}, & \frac{\alpha^2}{k^2-\alpha^2}-\frac{\lambda}{\mu}, & \frac{2\alpha k}{k^2-\alpha^2}, \\
\frac{-\beta k}{k^2-\beta^2}, & \frac{k^2}{k^2-\beta^2}, & \frac{-2k\beta}{k^2-\beta^2}, & \frac{-(\beta^2+k^2)}{k^2-\beta^2}, \\
-\frac{k^2}{k^2-\alpha'^2}, & 0, & \frac{\mu'}{\mu}\frac{\alpha'^2}{k^2-\alpha'^2}-\frac{\lambda'}{\mu}, & -\frac{\mu'}{\mu}\frac{2\alpha' k}{k^2-\alpha'^2}, \\
0, & \frac{\alpha' k}{k^2-\alpha'^2}, & 0, & 0, \\
0, & \frac{-k^2}{k^2-\beta'^2}, & 0, & \frac{\mu'}{\mu}\frac{\beta'^2+k^2}{k^2-\beta'^2}, \\
-\frac{\beta' k}{k^2-\beta'^2}, & 0, & 2\frac{\mu'}{\mu}\frac{\beta' k}{k^2-\beta'^2}, & 0,
\end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix}
0, & 0, \\
0, & 0, \\
\left(2\frac{\mu'}{\mu}\frac{\alpha'^2}{k^2-\alpha'^2}-\frac{\lambda'}{\mu}\right)\cosh\alpha' H, & \frac{2k\alpha'}{k^2-\alpha'^2}\cosh\alpha' H \\
\left(2\frac{\mu'}{\mu}\frac{k\alpha'}{k^2-\alpha'^2}-\frac{\lambda'}{\mu}\right)\sinh\alpha' H. & \frac{2k\beta'}{k^2-\beta'^2}\sinh\alpha' H \\
2\frac{\mu'}{\mu}\frac{k\beta'}{k^2-\beta'^2}\sinh\beta' H, & \frac{-(\beta'^2+k^2)}{k^2-\beta'^2}\cos\beta' H \\
-2\frac{\mu'}{\mu}\frac{k\beta'}{k^2-\beta'^2}\cosh\beta' H, & \frac{-(\beta'^2+k^2)}{k^2-\beta'^2}\sin\beta' H
\end{vmatrix} = 0$$

.....(12)

where

$$\left.\begin{aligned} k_2 &= \alpha^2 + \frac{\rho p^2}{\lambda+2\mu} = \beta^2 + \frac{\rho p^2}{\mu} \\ &= \alpha'^2 + \frac{\rho' p^2}{\lambda'+2\mu'} = \beta'^2 + \frac{\rho' p^2}{\mu'} \\ \frac{2\pi}{k} &= \text{wave length} \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

and for the latter,

$$\begin{vmatrix}
\frac{d}{da}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{a}}, & \frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{a}}, & (k^2-2h^2)\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{a}} - 2\frac{d^2}{da^2}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{a}}, \\
n(n+1)\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ka)}{a^{3/2}}, & \frac{d}{da}\left(\sqrt{a}\,J_{n+\frac{1}{2}}(ka)\right), & -2(n+1)\frac{d}{da}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ka)}{a^{3/2}}, \\
\frac{d}{da}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(h'a)}{\sqrt{a}}, & \frac{J_{n+\frac{1}{2}}(h'a)}{\sqrt{a}}, & \frac{\mu'}{\mu}(k'^2-h'^2)\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(h'a)}{\sqrt{a}} - 2\frac{d^2}{da^2}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(h'a)}{\sqrt{a}}, \\
\frac{d}{da}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(h'a)}{\sqrt{a}}, & \frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(h'a)}{\sqrt{a}}, & \frac{\mu'}{\mu}(k'^2-h'^2)\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(h'a)}{\sqrt{a}} - 2\frac{d^2}{da^2}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(h'a)}{\sqrt{a}}, \\
n(n+1)\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(k'a)}{a^{3/2}}, & \frac{d}{da}\left(\sqrt{a}\,J_{n+\frac{1}{2}}(k'a)\right), & -2\frac{\mu'}{\mu}\frac{d}{da}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(k'a)}{a^{3/2}}, \\
n(n+1)\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(k'a)}{a^{3/2}}, & \frac{d}{da}\left(\sqrt{a}\,Y_{n+\frac{1}{2}}(k'a)\right), & -2\frac{\mu'}{\mu}\frac{d}{da}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(k'a)}{a^{3/2}},
\end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix}
\frac{d}{da}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ha)}{a^{3/2}}, & 0 & 0 \\
\frac{d^2}{da^2}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ka)}{\sqrt{a}} - \frac{k^2}{2}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ka)}{\sqrt{a}}, & 0 & 0 \\
\frac{\mu'}{\mu}\frac{d}{da}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(h'a)}{a^{3/2}}, & 0 & 0 \\
\frac{\mu'}{\mu}\frac{d}{da}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(h'a)}{a^{3/2}}, & 0 & 0 \\
\frac{\mu'}{\mu}\frac{d^2}{da^2}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(k'a)}{\sqrt{a}} - \frac{k'^2}{2}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(k'a)}{\sqrt{a}}, & 0 & 0 \\
\frac{\mu'}{\mu}\frac{d^2}{da^2}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(k'a)}{\sqrt{a}} - \frac{k'^2}{2}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(k'a)}{\sqrt{a}}, & 0 & 0 \\
\frac{\mu'}{\mu}(k'^2-h'^2)\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(h'b)}{\sqrt{b}} - 2\frac{d^2}{db^2}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(h'b)}{\sqrt{b}}, & \frac{d}{db}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(h'b)}{b^{3/2}}, & 0
\end{vmatrix} = 0$$

$$\begin{vmatrix} \frac{\mu'}{\mu}(k'^2-h'^2)\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(h'b)}{\sqrt{b}}-2\frac{d^2}{db^2}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(h'b)}{\sqrt{b}}, & \frac{d}{db}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(h'b)}{b^{3/2}} \\ -2\frac{\mu'}{\mu}\frac{d}{db}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(k'b)}{b^{3/2}}, & \frac{d^2}{db^2}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(k'b)}{\sqrt{b}}-\frac{k'^2}{2}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(k'b)}{\sqrt{b}} \\ -2\frac{\mu'}{\mu}\frac{d}{db}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(k'b)}{b^{3/2}}, & \frac{d^2}{db^2}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(k'b)}{\sqrt{b}}-\frac{k'^2}{2}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(k'b)}{\sqrt{b}} \end{vmatrix} \quad (14)$$

where $h^2=\frac{\rho p^2}{\lambda+2\mu}$, $k^2=\frac{\rho p^2}{\mu}$, $h'^2=\frac{\rho' p^2}{\lambda'+2\mu'}$, $k'^2=\frac{\rho' p^2}{\mu'}$

a=radius of inner circle,

$b=$,, ,, outer ,,

n=number of waves on the whole spherical surface.

These determinantal equations are too complicated to study the nature of motion directly therefrom; so that they are left for further study.

II. Dispersion of Elastic Waves on Curved Surface.

4. We proceed to investigate the propagation of Rayleigh-type waves on a cylindrical surface parallel to its generating lines, when the cylinder is circular and has a central core. The equations of motion of the core in cylindrical coordinates, when the circumferential component is omitted, are expressed by

$$\left.\begin{aligned} \rho\frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2}&=(\lambda+2\mu)\left(\frac{\partial^2\Delta}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\Delta}{\partial r}+\frac{\partial^2\Delta}{\partial z^2}\right) \\ \rho\frac{\partial^2\bar{\omega}}{\partial t^2}&=\mu\left(\frac{\partial^2\bar{\omega}}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\bar{\omega}}{\partial r}-\frac{\bar{\omega}}{r^2}+\frac{\partial^2\bar{\omega}}{\partial z^2}\right) \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

where

$$\left.\begin{aligned} &\Delta=\frac{1}{r}\frac{\partial(ru)}{\partial r}+\frac{\partial w}{\partial z} \\ &2\bar{\omega}=\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial r} \\ &u, w=\text{radial and vertical components of displacement respectively,} \\ &\rho=\text{density,} \\ &\lambda, \mu=\text{Lame's elastic constants.} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

and

The solutions of (1) can be written in the forms:—

$$\Delta = AJ_0(hr)\, e^{i(pt-fz)} \tag{3}$$

$$\varpi = BJ_1(kr)\, e^{i(pt-fz)} \tag{4}$$

where

$$\left.\begin{aligned} h^2 &= \frac{\rho p^2}{\lambda+2\mu} - f^2 \gtrless 0 \\ k^2 &= \frac{\rho p^2}{\mu} - f^2 \gtrless 0 \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Displacement (u_1, w_1) answering to Δ in (2) and satisfying $\varpi=0$ is given by

$$\left.\begin{aligned} u_1 &= \frac{Ah}{h^2+f^2} J_1(hr)\, e^{i(pt-fz)} \\ w_1 &= \frac{Aif}{h^2+f^2} J_0(hr)\, e^{i(pt-fz)} \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Displacement (u_2, w_2) derived from the value of ϖ in (4) with the condition $\Delta=0$, is expressed by

$$\left.\begin{aligned} u_2 &= \frac{Bif}{k^2+f^2} J_1(kr)\, e^{i(pt-fz)} \\ w_2 &= \frac{Bf}{k^2+f^2} J_0(kr)\, e^{i(pt-fz)} \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

In like manner the equations of motion of the layer and their solutions are expressed by

$$\left.\begin{aligned} \rho' \frac{\partial^2 \Delta'}{\partial t^2} &= (\lambda'+\mu') \left(\frac{\partial^2 \Delta'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Delta'}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Delta'}{\partial z^2} \right) \\ \rho' \frac{\partial^2 \varpi'}{\partial r^2} &= \mu' \left(\frac{\partial^2 \varpi'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varpi'}{\partial r} - \frac{\varpi'}{r^2} + \frac{\partial^2 \varpi'}{\partial z^2} \right) \\ \Delta' &= [CJ_0(h'r) + DY_0(h'r)]\, e^{i(pt-fz)} \\ \varpi' &= [EJ_1(k'r) + FY_1(k'r)]\, e^{i(pt-fz)} \\ u_1' &= \frac{h'}{h'^2+f^2} [CJ_1(h'r) + DY_1(h'r)]\, e^{i(pt-fz)} \\ w_1' &= \frac{if}{h'^2+f^2} [CJ_0(h'r) + DY_0(h'r)]\, e^{i(pt-fz)} \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

$$\left.\begin{aligned} u_2' &= -\frac{if}{k'^2+f^2}\left[EJ_1(k'r)+FY_1(k'r)\right]e^{i(pt-fz)} \\ w_2' &= \frac{k'}{k'^2+f^2}\left[EJ_0(k'r)+FY_0(k'r)\right]e^{i(pt-fz)} \end{aligned}\right\}$$

in which

$$\left.\begin{aligned} \Delta' &= \frac{\partial(ru')}{\partial r}+\frac{\partial w'}{\partial z} \\ 2\varpi' &= \frac{\partial u'}{\partial z}-\frac{\partial w'}{\partial r} \\ \rho', \lambda', \mu' &= \text{density and Lame's elastic constants for the layer,} \\ h'^2 &= \frac{\rho' p^2}{\lambda'+2\mu'}-f^2 \gtrless 0 \\ k'^2 &= \frac{\rho' p^2}{\mu'}-f^2 \gtrless 0 \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

Now the boundary conditions are given by the following equations:—

$$\left.\begin{aligned} &\left.\begin{aligned} &u_1+u_2=u_1'+u_2' \\ &w_1+w_2=w_1'+w_2' \\ &\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial}{\partial r}(u_1+u_2)=\lambda'\Delta'+2\mu'\frac{\partial}{\partial r}(u_1'+u_2') \\ &\mu\left[\frac{\partial}{\partial z}(u_1+u_2)+\frac{\partial}{\partial r}(w_1+w_2)\right] \\ &\qquad =\mu'\left[\frac{\partial}{\partial z}(u_1'+u_2')+\frac{\partial}{\partial r}(w_1'+w_2')\right] \end{aligned}\right\} \text{on } r=a \\ &\left.\begin{aligned} &\lambda'\Delta'+2\mu'\frac{\partial}{\partial r}(u_1'+u_2')=0 \\ &\frac{\partial}{\partial z}(u_1'+u_2')+\frac{\partial}{\partial r}(w_1'+w_2')=0 \end{aligned}\right\} \text{on } r=b \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

where a and b are the inner and outer radii respectively.

Putting the values of Δ, u_1, u_2, w_1, w_2, Δ', u_1', u_2', w_1' and w_2' from (3), (6), (7) and (8) in (10) and eliminating A, B, C, D, E and F, we have

$$
\begin{vmatrix}
\frac{hf}{h_1^2}J_1(ha), & \frac{if^2}{h_1^2}J_0(ha), & -J_0(ha)-\frac{2\mu}{\lambda}\frac{h}{h_1^2}\frac{dJ_1(ha)}{da}, & \frac{2ihf}{h_1^2}J_1(ha), & 0, & 0,\\
-\frac{if^2}{k_1^2}J_1(ka), & \frac{kf}{k_1^2}J_0(ka), & \frac{2\mu}{\lambda}\frac{if}{k_1^2}\frac{d}{da}J_1(ka). & J_1(ka), & 0, & 0,\\
-\frac{h'f}{h_1'^2}J_1(h'a), & -\frac{if^2}{h_1'^2}J_0(h'a), & \frac{\lambda'}{\lambda}J_0(h'a)+\frac{2\mu'}{\lambda}\frac{h'}{h_1'^2}\frac{dJ_1(h'a)}{da}, & & & \\
-\frac{h'f}{h_1'^2}Y_1(h'a), & -\frac{if^2}{h_1'^2}Y_0(h'a), & \frac{\lambda'}{\lambda}Y_0(h'a)+\frac{2\mu'}{\lambda}\frac{h'}{h_1'^2}\frac{dY_1(h'a)}{da}, & & & \\
-\frac{if^2}{k_1'^2}J_1(k'a), & \frac{k'f}{k_1'^2}J_0(k'a), & \frac{2\mu'}{\lambda}\frac{f}{k_1'^2}\frac{dJ_1(k'a)}{da}, & & & \\
-\frac{if^2}{k_1'^2}Y_1(k'a), & \frac{k'f}{k_1'^2}Y_0(k'a), & \frac{2\mu'}{\lambda}\frac{f}{k_1'^2}\frac{dY_1(k'a)}{da}, & & &
\end{vmatrix}
$$

$$
\begin{vmatrix}
-\frac{\mu'}{\mu}\frac{2ih'f}{h_1'^2}J_1(h'a), & J_0(h'b)+\frac{2\mu'}{\lambda'}\frac{h'}{h_1'^2}\frac{dJ_1(h'b)}{db}, & \frac{2ih'}{h_1'^2}fJ_1(h'b) & \\
\frac{\mu'}{\mu}\frac{2ih'f}{h_1'^2}Y_1(h'a), & Y_0(h'b)+\frac{2\mu'}{\lambda'}\frac{h'}{h_1'^2}\frac{dY_1(h'b)}{db}, & \frac{2ih'}{h_1'^2}fY_1(h'b) & =0\\
\frac{\mu'}{\mu}J_1(k'a), & \frac{2\mu'}{\lambda'}\frac{f}{k_1'^2}\frac{dJ_1(k'b)}{db}, & -J_1(k'b) & (11)\\
\frac{\mu'}{\mu}Y_1(k'a), & \frac{2\mu'}{\lambda'}\frac{f}{k_1'^2}\frac{dY_1(k'b)}{db}, & -Y_1(k'b) &
\end{vmatrix}
$$

where $h_1^2=\frac{\rho p^2}{\lambda+2\mu}$, $k_1^2=\frac{\rho p^2}{\mu^2}$, $h_1'^2=\frac{\rho' p^2}{\lambda'+2\mu'}$ and $k_1'^2=\frac{\rho' p^2}{\mu'}$.

Solving the above determinantal equation by tentative methods for the case, $\rho=\rho'$, $\lambda=\mu$, $\lambda'=\mu'$ and $\mu=2\mu'$, the author obtained the relation between the velocity of propagation and L/R, L and R being the wave length and the radius of curvature respectively. Fig. II. shows this relation. It will be seen that longer waves have larger velocities with asymptotic limiting value. In this case too the waves are dispersed on account of the reason that the velocities of propagation are different for different lengths of harmonic waves. It will be worthy of notice that as equations (5), (6) and (7) show the energy of short waves is accumulated on the surface of the solid, while that of long waves is distributed approximately uniformly in the

cylindrical section.

5. If the form of the surface in the above problem is concave, we obtain other types of solutions. For example, for a homogeneous solid, the determinant takes such a form as:—

$$\begin{vmatrix} H_0^{(1)}(iha)+\frac{2\mu}{\lambda}\frac{h}{h_1^2}\frac{dH_1^{(1)}(iha)}{da}, & \frac{2\mu}{\lambda}\frac{if}{k_1^2}\frac{dH_1(ika)}{da} \\ \frac{2ihf}{h_1^2}H_1(iha) & -H_1(ika) \end{vmatrix}=0 \tag{12}$$

6. In a special case, when the inner core is removed, we have the propagation of Rayleigh-waves along a hollow cylinder. The determinantal equation giving the velocity is expressed by

$$\begin{vmatrix} J_0(ha)+\frac{2\mu}{\lambda}\frac{h}{h_1^2}\frac{dJ_1(ha)}{da}, & Y_0(ha)+\frac{2\mu}{\lambda}\frac{h}{h_1^2}\frac{dY_1(ha)}{da}, & \frac{2\mu}{\lambda}\frac{f}{k_1^2}J_1(ka), & \frac{2\mu}{\lambda k_1^2}Y_1(ka) \\ \frac{2ihf}{h_1^2}J_1(ha), & \frac{2ihf}{h_1^2}Y_1(ha), & -J_1(ka), & -Y_1(ka) \\ J_0(hb)+\frac{2\mu}{\lambda}\frac{h}{h_1^2}\frac{dJ_1(hb)}{db}, & Y_0(hb)+\frac{2\mu}{\lambda}\frac{h}{h_1^2}\frac{dY_1(hb)}{db}, & \frac{2\mu}{\lambda}\frac{f}{k_1^2}J_1(kb), & \frac{2\mu}{\lambda k_1^2}Y_1(kb) \\ \frac{2ihf}{h_1^2}J_1(hb), & \frac{2ihf}{h_1^2}Y_1(hb), & -J_1(kb), & -Y_1(kb) \end{vmatrix}=0 \tag{13}$$

the results of which is shown in Fig. III. These waves have a close connection to those propagated in plates, which was investigated by Lamb[1] in 1916.

7. When Rayleigh-waves are propagated along the circumferential direction of a cylindrical surface, the equations of motion and their solutions are to be modified as shown below. Taking the simple case of a circular cylinder, the equations of motion in cylindrical co-ordinates, when the axial component of the motion is omitted, are expressed by

$$\left.\begin{aligned} \rho\frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2} &= (\lambda+2\mu)\left(\frac{\partial^2 \Delta}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial \Delta}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 \Delta}{\partial \theta^2}\right) \\ \rho\frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial t^2} &= \mu\left(\frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial \theta^2}\right) \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

where

(1) Roy. Soc. Proc. (1917).

$$\left.\begin{aligned} \Delta &= \frac{1}{r}\frac{\partial(ru)}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial \theta} \\ 2\varpi &= \frac{1}{r}\frac{\partial(rv)}{\partial r}-\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial \theta} \\ u,\ v &= \text{radial and circumferential components of displacement respectively.} \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

The solutions of (14) can be written in the forms:—

$$\Delta = AJ_{fa}(hr)\, e^{i(pt+fa\theta)} \quad (16)$$

$$\varpi = BJ_{fa}(kr)\, e^{i(pt+fa\theta)} \quad (17)$$

where

$$h^2=\frac{\rho p^2}{\lambda+2\mu}, \qquad k^2=\frac{\rho p^2}{\mu}, \qquad \frac{2\pi}{f}=\text{wave length} \quad (18)$$

Displacement (u_1, v_1) derived from the value of Δ in (16) with the condition, $\varpi=0$, is expressed by

$$\left.\begin{aligned} u_1 &= -\frac{A}{h^2}\frac{\partial J_{fa}(hr)}{\partial r}\, e^{i(pt+fa\theta)} \\ v_1 &= -\frac{A}{h^2}\frac{ifa}{r}\, J_{fa}(hr)\, e^{i(pt+fa\theta)} \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

Displacement (u_2, v_2) answering to ϖ in (17) with the condition, $\Delta=0$, is expressed by

$$\left.\begin{aligned} u_2 &= \frac{B}{k^2}\frac{ifa}{r}\, J_{fa}(kr)\, e^{i(pt+fa\theta)} \\ v_2 &= -\frac{B}{k^2}\frac{\partial J_{fa}(kr)}{\partial r}\, e^{i(pt+fa\theta)} \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

The surface $r=a$ being free from traction, the equations,

$$\left.\begin{aligned} &\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial u}{\partial r}=0 \\ &\frac{\partial v}{\partial r}-\frac{v}{r}+\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial \theta}=0 \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

in which $u=u_1+u_2$ and $v=v_1+v_2$, must hold on that surface.

Putting the values of Δ, u_1, u_2, v_1 and v_2 in (16), (19) and (20) in (21), we obtain the following equation to determine the velocity of propagation.

$$\left[(k^2-2h^2)\,J_{fa}(ha)-2\,\frac{d^2J_{fa}(ha)}{da^2}\right](k^2-2f^2)\,J_{fa}(ka)$$
$$-4f\left\{\frac{dJ_{fa}(ha)}{da}-\frac{J_{fa}(ha)}{a}\right\}\frac{dJ_{fa}(ka)}{da}=0 \qquad (22)$$

Solving the above equation in the case, $\lambda=\mu$, we obtain the relation between the velocity and L/R, in which L and R are the wave length and the radius of curvature respectively. Fig. IV. gives this relation and indicates the dispersive nature of a transmitted wave system.

8. We now proceed to study the propagation of Love-type waves on a circular cylindrical surface having a central core parallel to its generating lines. The velocity of propagation is given by the following determinant:—

$$\begin{vmatrix} J_1(ka), & J_1(k'a), & Y_1(k'a) \\ \frac{d}{da}\frac{J_1(ka)}{a}, & \frac{\mu'}{\mu}\frac{d}{da}\frac{J_1(k'a)}{a}, & \frac{\mu'}{\mu}\frac{d}{da}\frac{Y_1(k'a)}{a} \\ 0, & \frac{d}{db}\frac{J_1(k'b)}{b}, & \frac{d}{db}\frac{Y_1(k'b)}{b} \end{vmatrix}=0 \qquad (23)$$

where

$$\left.\begin{aligned} &k^2=\frac{\rho p^2}{\mu}-f_2\gtrless 0, \qquad k'^2=\frac{\rho' p^2}{\mu'}-f^2\gtrless 0 \\ &\frac{2\pi}{f}=\text{wave length}, \\ &a,\,b=\text{radius of the core and the layer respectively} \end{aligned}\right\} \qquad (24)$$

Solving the above determinant in the case, $\lambda=\mu$, $\lambda'=\mu'$, $\mu=2\mu'$ and $\rho=\rho'$, we obtain the results as shown in Fig. V.

9. When Love-waves propagate along the circumferential direction of a circular cylinder, we have to solve the determinant expressed by

$$\begin{vmatrix} J_{fa}(ka), & J_{fa}(k'a), & Y_{fa}(k'a) \\ \frac{d}{da}J_{fa}(ka), & \frac{\mu'}{\mu}\frac{d}{da}J_{fa}(k'a), & \frac{\mu'}{\mu}\frac{d}{da}Y_{fa}(k'a) \\ 0, & \frac{d}{db}J_{fa}(k'b), & \frac{d}{db}Y_{fa}(k'b) \end{vmatrix}=0 \qquad (25)$$

where

$$\left.\begin{aligned} &k^2=\frac{\rho p^2}{\mu} \qquad k'^2=\frac{\rho' p^2}{\mu'} \\ &\frac{2\pi}{f}=\text{wave length}, \\ &a,\ b=\text{inner and outer radii respectively.} \end{aligned}\right\} \tag{26}$$

The equation (25), however, has not yet been solved by the author.

Concluding Remarks.

We have seen that, if an elastic body is covered with superficial layers, or if the surface has a curvature, convex or concave, as mountains or lakes, the velocity of elastic surface waves depends on their wave lengths, that is to say, the aggregate of trains of waves is dispersive. The fact, that the energy of waves of short length accumulates on the surface of a body may have some important bearings on the relation between surface and non-surface seismic waves as well as on the problem of the vibration of constructive materials. In conclusion the auther wishes to express his indebtness to Professor Nagaoka and Professor Suyehiro for valuable advices and suggestions and at the same time to Mr. B. Miyazaki who assisted him in computation to obtain the important results in Fig. I.

February, 1927.

Fig. I. Dispersion of Elastic Waves over Stratified Surface.

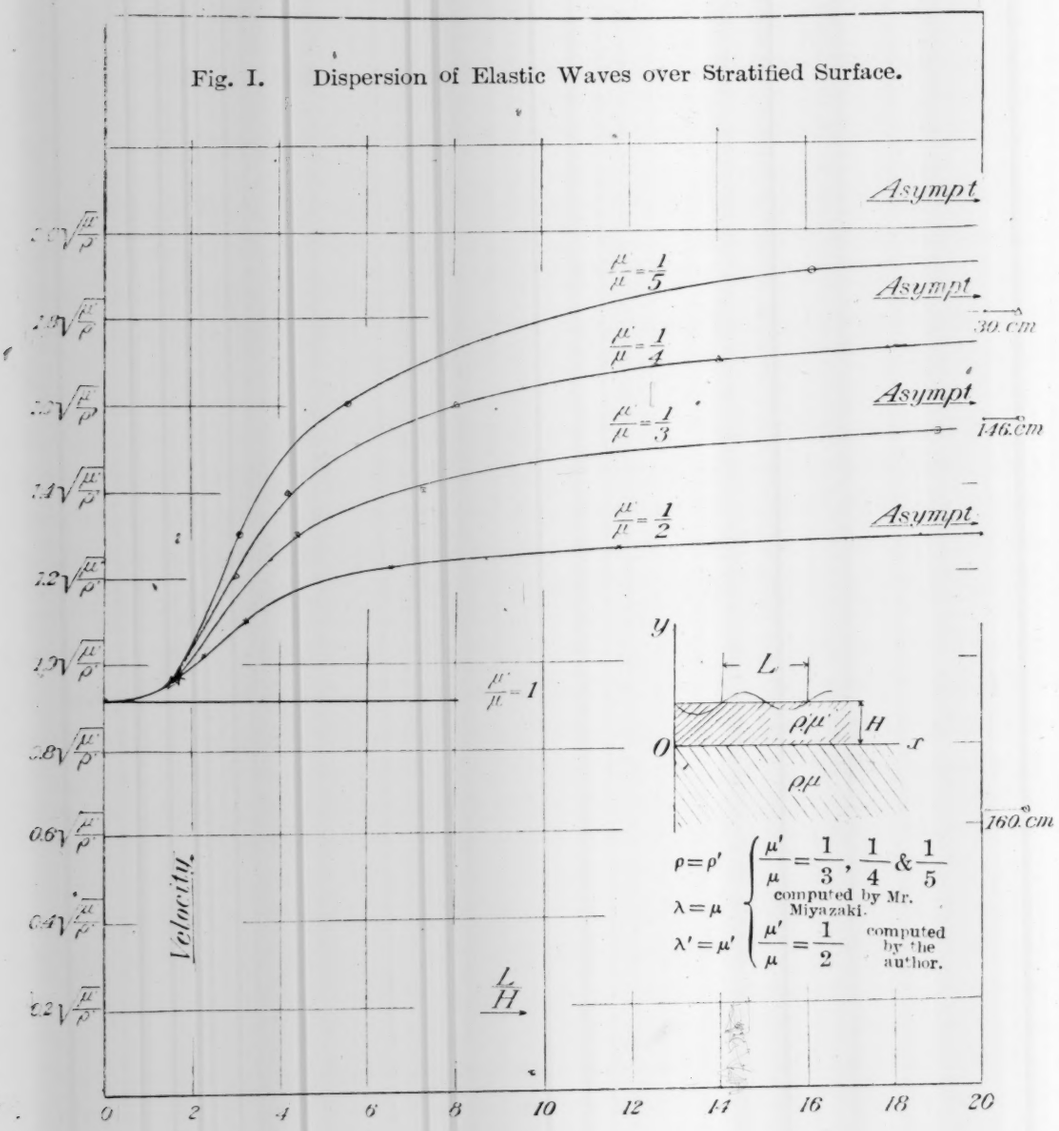


Fig. II. Propagation of Rayleigh-Waves over Curved Surface along Axial Direction.

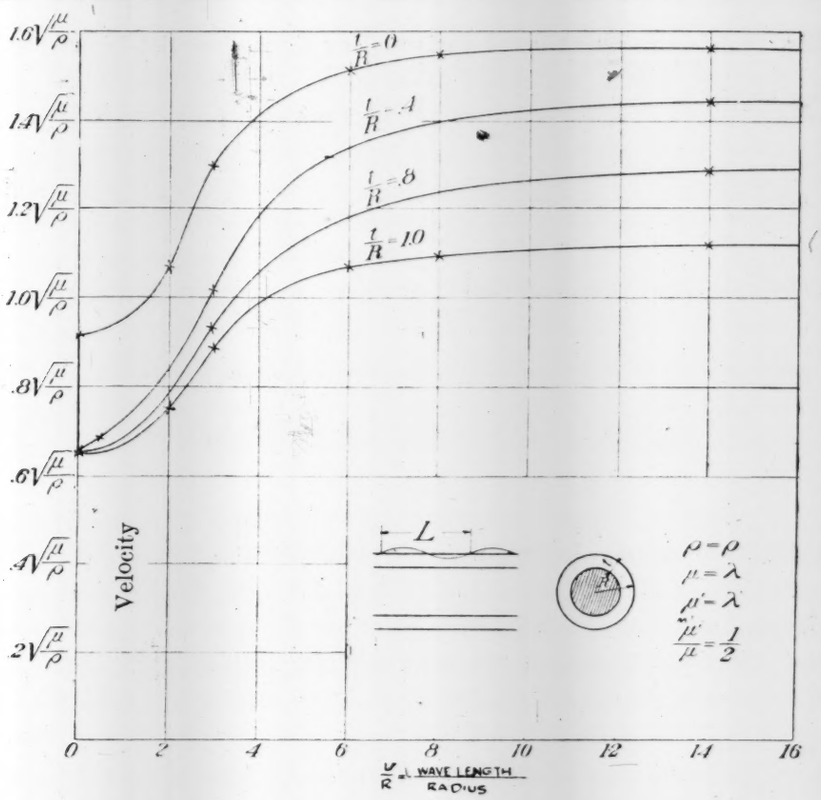


Fig. III. Propagation of Rayleigh-Waves along Hollow cylinder.

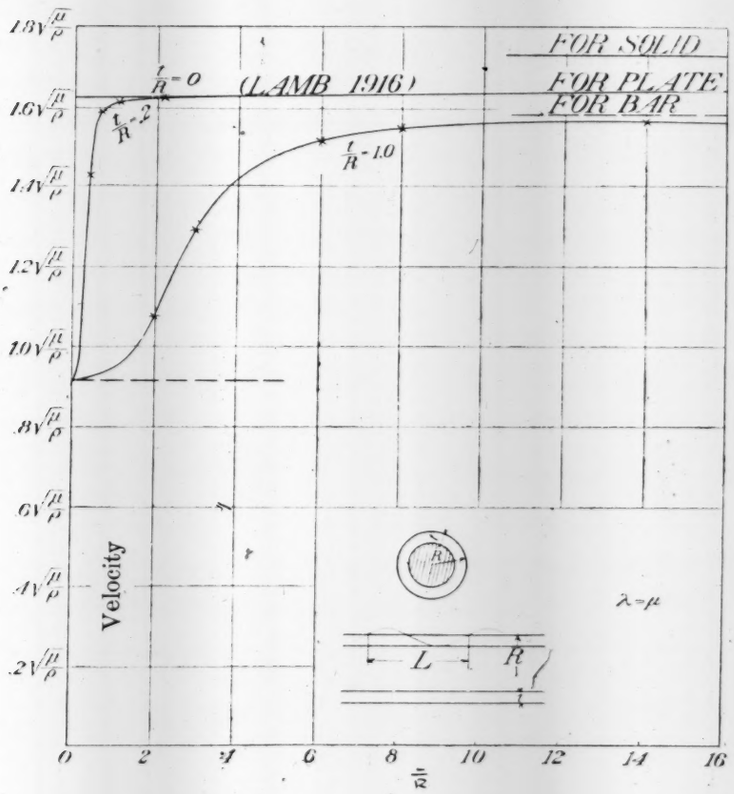


Fig. IV. Waves over Curved Surface along Circumferential Direction.

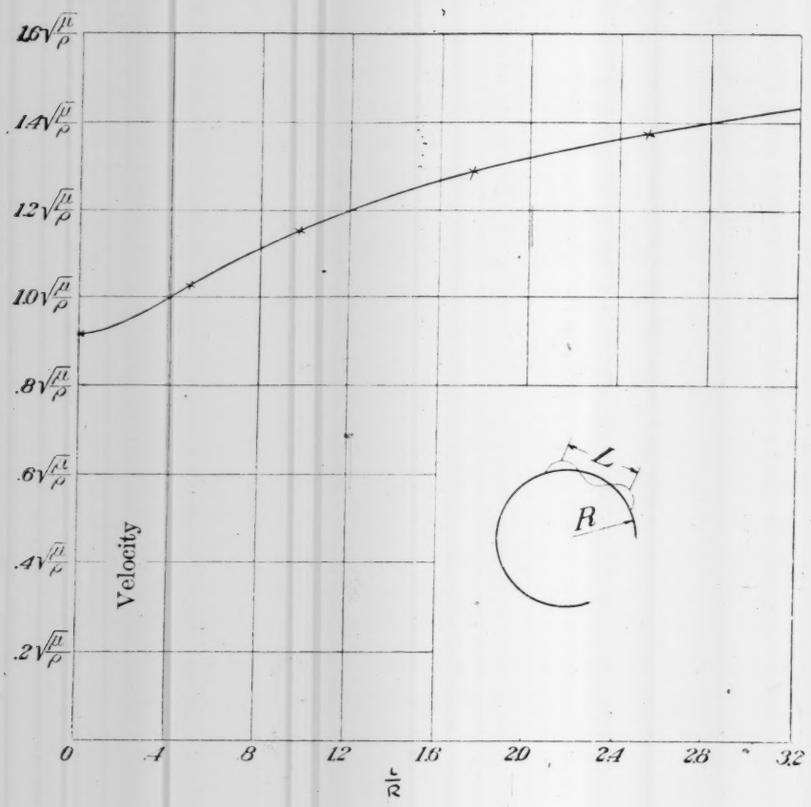
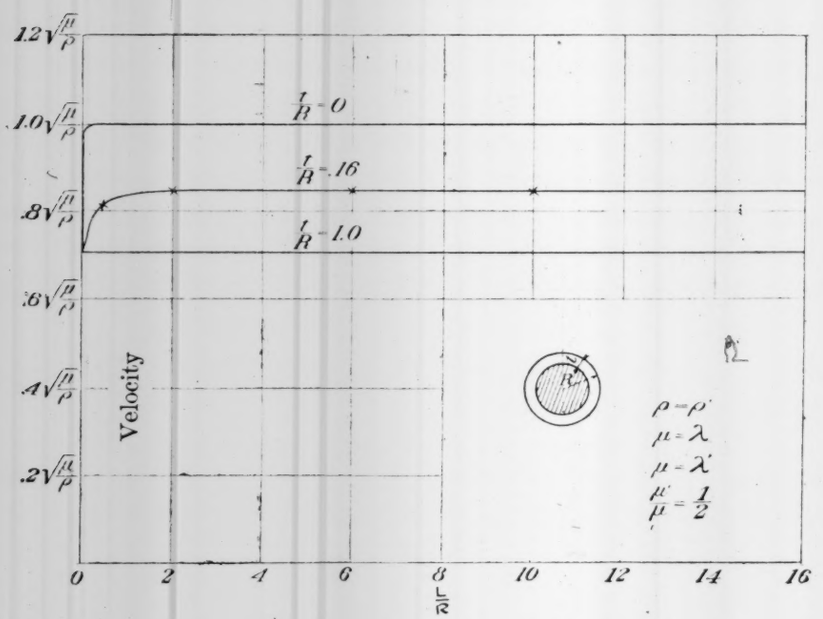


Fig. V. Propagation of Love-Waves over Curved Surface.



Scattering of Elastic Waves and Some Allied Problems

By

Katsutada SEZAWA

Earthquake Research Institute.

彈性波の散逸と之に關聯する一二の問題

所員 妹澤克惟

音波が障碍によつて散逸する問題は多少試みられて居るが、彈性波の場合は殆んど研究されて居らぬ。唯末廣博士が本研究に必要なる或部分に既に手を着けられて居る位なものである。本研究は八部に分れ、第一部第二部は中空及び固定された圓壔形及び球形の障碍による彈波性の散逸、第三部は障碍が楕圓形である場合、第四部第五部は媒體と共に位置を變へる障碍による散逸、第六、第七、第八部は散逸體又は波動源に復原力がある場合之等が次第に老衰する機構を示した。

本研究は數學を用ひ、散逸の問題は入射波を簡單の爲に一方向の粗密波とし、其波の障碍面に垂直及び平行なる種々の分波が反射されるといふ考のもとに計算を推し進めてある。波源の老衰に就ては入射波がないから比較的簡單に取扱はれた。

理論的に面白い結果を摘錄すれば

1. 入射波は單に粗密波でも散逸波は粗密波及び非變容波の二種が伴ふ。
2. 中空障碍の前面では多少の靜止波が現はれ、後面では波の蔭が出來、又其邊緣には波動の廻折が想像される。之等は波長の大さにあつて左右され、長波に就ては以上の事實が存在せぬ。
3. 媒體の中へ障碍を押込んだものは波長によつて見掛の質量が存在する。
4. 波動源に復原力がある時は波動を周圍に與へつゝ次第に自身の老衰を示し、而して其老衰性は媒質に對する自身の比較密度、波源の形狀、大さ及び周圍に傳はる波動速度に關係し、復原の力には無關係となる。

The effect of obstacles upon the propagation of elastic waves is an important problem, for modern seismology as well as for the theory of elasticities related with the scattering and diffraction of elastic waves. Yet, such problems have not been much studied on account of the reason that the present problem involves mathematical difficulty and complication.

The present investigation consists of eight sections; the first and the second deal with the scattering and diffraction of waves by cylindrical and spherical

cavities and also by solid cylindrical and spherical obstacles, the third gives mathematical formulæ for that due to an elliptical obstacle, the fourth and the fifth treats of the effects of imbedded particles upon the transmission of waves and in the remaining three sections the decay of the restitutive origins due to the emission of the elastic waves is studied.

I. Cylindrical Obstacle of a Circular Form.

The expressions for primary waves, when they are dilatational, are given by

$$\left.\begin{aligned} \Delta &= A\sin(pt-hx) \\ u_0 &= \frac{A\cos\theta}{h}\cos(pt-hx) \\ v_0 &= -\frac{A\sin\theta}{h}\cos(pt-hx) \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

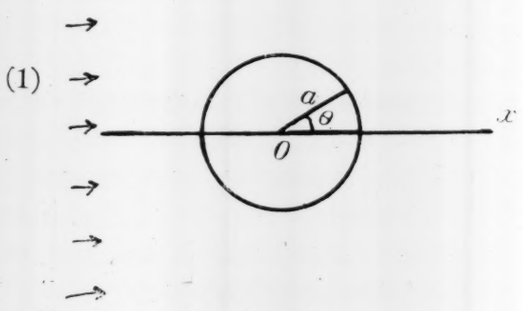


Fig. 1.

where

$\frac{2\pi}{p}$ = period of waves

$h^2 = \frac{\rho p^2}{\lambda+2\mu}$

$\frac{2\pi}{h}$ = wave length

Δ, u_0, v_0 = dilatation, radial and circumferential displacements.

In the above equations, $\cos(hx)$ and $\sin(hx)$ can be expanded in the following forms:—

$$\left.\begin{aligned} \cos(hx) &= J_0(hr) - 2J_2(hr)\cos 2\theta + 2J_4(hr)\cos 4\theta - \cdots\cdots \\ \sin(hx) &= 2J_1(hr)\cos\theta - 2J_3(hr)\cos 3\theta + 2J_5(hr)\cos 5\theta - \cdots\cdots \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

The expressions of the secondary waves are given by

$$\left.\begin{aligned} \Delta' &= \sum_{n=0}^{\infty} B_n\left\{J_n(hr)\sin(pt+\varepsilon_n) - Y_n(hr)\cos(pt+\varepsilon_n)\right\}\cos n\theta \\ \varpi' &= \sum_{n=1}^{\infty} C_n\left\{J_n(kr)\sin(pt+\sigma_n) - Y_n(kr)\cos(pt+\sigma_n)\right\}\sin n\theta \\ u_1 &= -\sum_{n=0}^{\infty}\frac{B_n}{h^2}\left\{\frac{dJ_n(hr)}{dr}\sin(pt+\varepsilon_n) - \frac{dY_n(hr)}{dr}\cos(pt+\varepsilon_n)\right\}\cos n\theta \\ v_1 &= \sum_{n=1}^{\infty}\frac{B_n}{h^2}\frac{n}{r}\left\{J_n(hr)\sin(pt+\varepsilon_n) - Y_n(hr)\cos(pt+\varepsilon_n)\right\}\sin n\theta \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

$$u_2=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{C_n}{k^2}\frac{n}{r}\left\{J_n(kr)\sin(pt+\sigma_n)-Y_n(kr)\cos(pt+\sigma_n)\right\}\cos n\theta$$

$$v_2=-\sum_{n=1}^{\infty}\frac{C_n}{k^2}\left\{\frac{dJ_n(kr)}{dr}\sin(pt+\sigma_n)-\frac{dY_n(kr)}{dr}\cos(pt+\sigma_n)\right\}\sin n\theta$$

where

$$k^2=\frac{\rho p^2}{\mu}$$

Δ', ϖ' = secondary dilatational and distorsional waves.

u_1, v_1 = radial and circumferential components of displacement corresponding to Δ'

u_2, v_2 = radial and circumferential components of displacement corresponding to ϖ'

If there is a hollow cylinderical cavity, $r=a$ at the origin, the boundary conditions are given by

$$\left.\begin{aligned}&\lambda(\Delta+\Delta')+2\mu\frac{\partial}{\partial a}(u_0+u_1+u_2)=0\\&\frac{\partial}{\partial a}(v_0+v_1+v_2)-\frac{1}{a}(v_0+v_1+v_2)+\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\theta}(u_0+u_1+u_2)=0\end{aligned}\right\}\qquad(4)$$

Substituting from (1), (2) and (3) in (4), and equating the cœfficients of $\cos pt\cos n\theta$, $\cos pt\sin n\theta$, $\sin pt\cos n\theta$ and $\sin pt\sin n\theta$ respectively to zero, we obtain the following relations to determine the constants, B_n', B_n'', C_n' and C_n'', in which $B_n'=B_n\cos\varepsilon_n$, $B_n''=B_n\sin\varepsilon_n$, $C_n'=C_n\cos\sigma_n$ and $C_n''=C_n\sin\sigma_n$

When n is an even number,

$$\left.\begin{aligned}&A(-1)^{\frac{n}{2}}\left[2\lambda J_n(ha)-\frac{2\mu}{h}\left(\frac{dJ_{n-1}(ha)}{da}-\frac{dJ_{n+1}(ha)}{da}\right)\right]\\&\quad+B_n'\left[\lambda J_n(ha)-\frac{2\mu}{h^2}\frac{d^2J_n(ha)}{da^2}\right]_{①}\\&\quad+B_n''\left[\lambda Y_n(ha)-\frac{2\mu}{h^2}\frac{d^2Y_n(ha)}{da^2}\right]_{②}\\&\quad+C_n'\left[\frac{2\mu n}{k^2}\frac{d}{da}\frac{J_n(ka)}{a}\right]_{③}+C_n''\left[\frac{2\mu n}{k^2}\frac{d}{da}\frac{Y_n(ka)}{a}\right]_{④}=0\\&A(-1)^{\frac{n}{2}}\left[\frac{1}{h}\left(\frac{dJ_{n-1}(ha)}{da}+\frac{dJ_{n+1}(ha)}{da}+\frac{n-1}{ha}\right)\left(J_{n-1}(ha)+J_{n+1}(ha)\right)\right]\\&\quad+B_n'\left[\frac{2n}{h^2}\frac{d}{da}\frac{J_n(ha)}{a}\right]_{⑤}+B_n''\left[\frac{2n}{h^2}\frac{d}{da}\frac{Y_n(ha)}{a}\right]_{⑥}\end{aligned}\right\}\qquad(5)$$

$$
\left.\begin{aligned}
&+C_n'\left[\frac{2}{k^2a}\frac{dJ_n(ka)}{da}+\left(1-\frac{n^2+n}{k^2a^2}\right)J_n(ka)\right]_{⑦}\\
&+C_n''\left[\frac{2}{k^2a}\frac{dY_n(ka)}{da}+\left(1-\frac{n^2+n}{k^2a^2}\right)Y_n(ka)\right]_{⑧}=0\\
&B_n''[\ ①\ ]-B_n'[\ ②\ ]+C_n''[\ ③\ ]-C_n'[\ ④\ ]=0\\
&B_n''[\ ⑤\ ]-B_n'[\ ⑥\ ]+C_n''[\ ⑦\ ]-C_n'[\ ⑧\ ]=0
\end{aligned}\right\}
$$

and when n is odd,

$$
\left.\begin{aligned}
&A(-1)^{\frac{n+1}{2}}\left[2\lambda J_n(ha)-\frac{2\mu}{h}\left(\frac{dJ_{n-1}(ha)}{da}-\frac{dJ_{n+1}(ha)}{da}\right)\right]\\
&\qquad+B_n''[\ ①\ ]-B_n'[\ ②\ ]+C_n''[\ ③\ ]-C_n'[\ ④\ ]=0\\
&A(-1)^{\frac{n+1}{2}}\left[\frac{1}{h}\left(\frac{dJ_{n-1}(ha)}{da}+\frac{dJ_{n+1}(ha)}{da}\right)\right.\\
&\qquad\left.+\frac{(n-1)}{ha}\left(J_{n-1}(ha)+J_{n+1}(ha)\right)\right],\\
&\qquad+B_n''[\ ⑤\ ]-B_n'[\ ⑥\ ]+C_n''[\ ⑦\ ]-C_n'[\ ⑧\ ]=0\\
&B_n'[\ ①\ ]+B_n''[\ ②\ ]+C_n'[\ ③\ ]+C_n''[\ ④\ ]=0\\
&B_n'[\ ⑤\ ]+B_n''[\ ⑥\ ]+C_n'[\ ⑦\ ]+C_n''[\ ⑧\ ]=0
\end{aligned}\right\}\qquad(6)
$$

When $n=0$

$$
\left.\begin{aligned}
&A\left[\lambda J_0(ha)+\frac{2\mu}{h}\frac{dJ_1(ha)}{da}\right]+B_0'\left[\lambda J_0(ha)-\frac{2\mu}{h^2}\frac{d^2J_0(ha)}{da^2}\right]\\
&\qquad+B_0''\left[\lambda Y_0(ha)-\frac{2\mu}{h^2}\frac{d^2Y_0(ha)}{da^2}\right]=0\\
&B_0''\left[\lambda J_0(ha)-\frac{2\mu}{h^2}\frac{d^2J_0(ha)}{da^2}\right]-B_0'\left[\lambda Y_0(ha)-\frac{2\mu}{h^2}\frac{d^2Y_0(ha)}{da^2}\right]=0
\end{aligned}\right\}\qquad(7)
$$

As a simplest example, take $\lambda=\mu$ and $ha=0.5$, then the principal terms of the scattered waves are given by

$$
\Delta'=-.393A\left\{J_0\left(0.5\frac{r}{a}\right)\sin(pt+67°)-Y_0\left(0.5\frac{r}{a}\right)\cos(pt+67^0)\right\}
$$

$$
+.173A\left\{J_1\left(0.5\frac{r}{a}\right)\sin(pt+45°)-Y_1\left(0.5\frac{r}{a}\right)\cos(pt+45°)\right\}
$$

$$
\varpi'=-.927A\left\{J_1\left(0.86\frac{r}{a}\right)\sin(pt+37°)-Y_1\left(0.86\frac{r}{a}\right)\cos(pt+37°)\right\}
$$

For large values of ha, more terms than these should be taken as principal ones. The calculated maximum displacements on the front and rear surfaces for various ratio of a/L are illustrated in Fig. 1, L being the wave length. This diagram shows that the increase of the displacement at the front is more remarkable than the decease of the displacement at the back. We can see from this diagram that, while the front is in a stationary vibration, there appears a shadowy space on the rear side; these extensions depend upon the ratio of a/L. The fact that stationary vibration at the front and also the shadowy space at the back gradually disappear as the radial distance is increased, may be seen from the well-known nature of Bessel's functions, with which the solutions are composed.

We may now add the effect of a rigid cylinder fixed in space.

$$u_0+u_1+u_2=0 \qquad v_0+v_1+v_2=0 \qquad \text{at} \qquad r=a \tag{8}$$

Substituting from (1), (2) and (3) in (8), we obtain the relation between the constants as follows:—

For even n,

$$\left.\begin{aligned}
&-\frac{1}{h^2}\Big(B_n'\frac{dJ_n(ha)}{da}+B_n''\frac{dY_n(ha)}{da}\Big)_{①}\\
&\qquad+\frac{n}{k^2a}\Big(C_n'J_n(ka)+C_n''Y_n(ka)\Big)_{②}\\
&\qquad+\frac{A}{h}(-1)^{\frac{n}{2}}\Big(J_{n+1}(ha)-J_{n-1}(ha)\Big)=0\\
&-\frac{1}{h^2}\Big(B_n''\frac{dJ_n(ha)}{da}-B_n'\frac{dY_n(ha)}{da}\Big)_{③}\\
&\qquad+\frac{n}{k^2a}\Big(C_n''J_n(ka)-C_n'Y_n(ka)\Big)_{④}=0\\
&\frac{n}{h^2a}\Big(B_n'J_n(ha)+B_n''Y_n(ha)\Big)_{⑤}-\frac{1}{k^2}\Big(C_n'\frac{dJ_n(ka)}{da}+C_n''\frac{dY_n(ka)}{da}\Big)_{⑥}\\
&\qquad+\frac{A}{h}(-1)^{\frac{n}{2}}\Big(J_{n-1}(ha)+J_{n+1}(ha)\Big)=0\\
&\frac{n}{h^2a}\Big(B_n''J_n(ha)-B_n'Y_n(ha)\Big)_{⑦}\\
&\qquad-\frac{1}{k^2}\Big(C_n''\frac{dJ_n(ka)}{da}-C_n'\frac{dY_n(ka)}{da}\Big)_{⑧}=0
\end{aligned}\right\} \tag{9}$$

For odd n,

$$\left.\begin{aligned}
&[\ ①\ ]+[\ ②\ ]=0\\
&[\ ③\ ]+[\ ④\ ]+\frac{A}{h}(-1)^{\frac{n-1}{2}}\Big(J_{n-1}(ha)-J_{n+1}(ha)\Big)=0\\
&[\ ⑤\ ]+[\ ⑥\ ]=0\\
&[\ ⑦\ ]+[\ ⑧\ ]+\frac{A}{h}(-1)^{\frac{n+1}{2}}\Big(J_{n-1}(ha)+J_{n+1}(ha)\Big)=0
\end{aligned}\right\}\qquad(10)$$

For $n=0$

$$\left.\begin{aligned}
&-\frac{1}{h^2}\Big(B_0'\frac{dJ_0(ha)}{da}+B_0''\frac{dY_0(ha)}{da}\Big)\frac{A}{h}J_1(ha)=0\\
&B_0''\frac{dJ_0(ha)}{da}-B_0'\frac{dY_0(ha)}{da}=0
\end{aligned}\right\}\qquad(11)$$

II. Spherical Obstacle.

The expressions for primary waves, when they are dilational, may be the same as for the cylindrical obstacle, but the expansion of $\cos(hx)$ and $\sin(hx)$ in polar coordinates must be expressed in the following forms:—

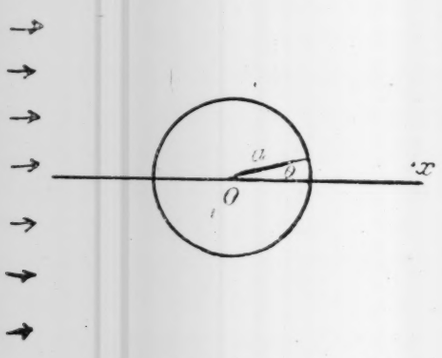


Fig. 2.

$$\left.\begin{aligned}
\cos(hx)&=J_{\frac{1}{2}}\frac{(hr)}{\sqrt{hr}}-5J_{\frac{5}{2}}(hr)\frac{1}{\sqrt{hr}}P_2(\cos\theta)\\
&\quad+9J_{\frac{9}{2}}(hr)\frac{1}{\sqrt{hr}}P_4(\cos\theta)-\cdots\cdots\\
\sin(hx)&=3J_{\frac{3}{2}}(hr)\frac{1}{\sqrt{hr}}P_1(\cos\theta)-7J_{\frac{7}{2}}(hr)\frac{1}{\sqrt{hr}}P_3(\cos\theta)\\
&\quad+11J_{\frac{11}{2}}(hr)\frac{1}{\sqrt{hr}}P_5(\cos\theta)-\cdots\cdots
\end{aligned}\right\}\qquad(12)$$

The expression of the secondary waves are given by

$$\left.\begin{aligned}
\Delta' &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_n}{\sqrt{hr}} \Big\{ J_{n+\frac{1}{2}}(hr) \sin(pt+\varepsilon_n) \\
&\qquad - Y_{n+\frac{1}{2}}(hr) \cos(pt+\varepsilon_n) \Big\} P_n(\cos\theta) \\
\varpi' &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{2\sqrt{hr}} \Big\{ J_{n+\frac{1}{2}}(kr) \sin(pt+\sigma_n) \\
&\qquad - Y_{n+\frac{1}{2}}(kr) \cos(pt+\sigma_n) \Big\} \frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta} \\
u_1 &= -\sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_n}{h^2} \Big\{ \frac{d}{dr} \frac{J_{n+\frac{1}{2}}(hr)}{\sqrt{hr}} \sin(pt+\varepsilon_n) \\
&\qquad - \frac{d}{dr} \frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(hr)}{\sqrt{hr}} \cos(pt+\varepsilon_n) \Big\} P_n(\cos\theta) \\
v_1 &= -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{h^{2+\frac{1}{2}} r^{\frac{1}{2}}} \Big\{ J_{n+\frac{1}{2}}(hr) \sin(pt+\varepsilon_n) \\
&\qquad - Y_{n+\frac{1}{2}}(hr) \cos(pt+\varepsilon_n) \Big\} \frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta} \\
u_2 &= -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n n(n+1)}{k^{2+\frac{1}{2}} r^{\frac{3}{2}}} \Big\{ J_{n+\frac{1}{2}}(kr) \sin(pt+\sigma_n) \\
&\qquad - Y_{n+\frac{1}{2}}(kr) \cos(pt+\sigma_n) \Big\} P_n(\cos\theta) \\
v_2 &= -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{k^{2+\frac{1}{2}} r} \Big\{ \frac{d}{dr}\Big(\sqrt{r}\, J_{n+\frac{1}{2}}(kr)\Big) \sin(pt+\sigma_n) \\
&\qquad - \frac{d}{dr}\Big(\sqrt{r}\, Y_{n+\frac{1}{2}}(kr)\Big) \cos(pt+\sigma_n) \Big\} \frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}
\end{aligned}\right\} \quad (13)$$

where

u_1, v_1 = radial and colatitudinal components of displacement respectively corresponding to Δ'

u_2, v_2 = radial and colatitudinal components of displacement respectively corresponding to ϖ'

If the obstacle is a hollow spherical cavity, $r=a$, the boundary conditions are given by

$$\left.\begin{aligned}
&\lambda(\Delta+\Delta') + 2\mu \frac{\partial}{\partial a}(u_0+u_1+u_2) = 0 \\
&\frac{\partial}{\partial a}(v_0+v_1+v_2) - \frac{1}{a}(v_0+v_1+v_2) + \frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\theta}(u_0+u_1+u_2) = 0
\end{aligned}\right\} \quad (14)$$

Substituting from (1), (12) and (13) in (14), and equating the coefficients of $\cos pt \cos n\theta$, $\cos pt \sin n\theta$, $\sin pt \cos n\theta$ and $\sin pt \sin n\theta$ respectively to zero, we obtain the following equations to determine the constants, B_n', B_n'', C_n' and C_n'', in which $B_n' = B_n \cos \varepsilon_n$, $B_n'' = B_n \sin \varepsilon_n$, $C_n' = C_n \cos \sigma_n$ and $C_n'' = C_n \sin \sigma_n$. For even n

$$
\left.\begin{aligned}
&A(-1)^{\frac{n}{2}}\Big[\lambda(2n+1)\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}} - \frac{2\mu}{h}\Big(n\frac{d}{da}\frac{J_{n-\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}} \\
&\quad - \overline{n+1}\,\frac{d}{da}\frac{J_{n+\frac{3}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}}\Big)\Big] + B_n'\Big[\frac{\lambda}{\sqrt{ha}}J_{n+\frac{1}{2}}(ha) \\
&\quad - \frac{2\mu}{h^{2+\frac{1}{2}}}\frac{d^2}{da^2}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{a}}\Big]_{①} - C_n'\Big[\frac{2\mu n(n+1)}{k^{2+\frac{1}{2}}}\frac{d}{da}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ka)}{a^{\frac{3}{2}}}\Big]_{③} \\
&\quad + B_n''\Big[\frac{\lambda}{\sqrt{ha}}Y_{n+\frac{1}{2}}(ha) - \frac{2\mu}{h^{2+\frac{1}{2}}}\frac{d^2}{da^2}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{a}}\Big]_{②} \\
&\quad - C_n''\Big[\frac{2\mu n(n+1)}{k^{2+\frac{1}{2}}}\frac{d}{da}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(ka)}{a^{\frac{3}{2}}}\Big]_{④} = 0 \\
&\frac{A}{h}(-1)^{\frac{n}{2}}\Big[\Big(\frac{d}{da}\frac{J_{n-\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}} + \frac{d}{da}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}}\Big) \\
&\quad + \frac{1}{a}\Big(\overline{n-1}\,\frac{1}{\sqrt{ha}}J_{n-\frac{1}{2}}(ha) - n\frac{1}{\sqrt{ha}}J_{n+\frac{3}{2}}(ha)\Big)\Big] \\
&\quad + B_n'\Big[\frac{2}{h^{2+\frac{1}{2}}}\frac{d}{da}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ha)}{a^{\frac{3}{2}}}\Big]_{⑤} - C_n'\Big[\frac{2}{k^{2+\frac{1}{2}}a^{\frac{3}{2}}}\frac{dJ_{n+\frac{1}{2}}(ka)}{da} \\
&\quad + \Big(\frac{1}{(ka)^{\frac{1}{2}}} - \frac{2(n^2+n)-1}{(ka)^{2+\frac{1}{2}}}\Big)J_{n+\frac{1}{2}}(ka)\Big]_{⑦} \\
&\quad + B_n''\Big[\frac{2}{h^{2+\frac{1}{2}}}\frac{d}{da}\frac{Y_{n+\frac{1}{2}}(ha)}{a^{\frac{3}{2}}}\Big]_{⑥} - C_n''\Big[\frac{2}{k^{2+\frac{1}{2}}a^{\frac{3}{2}}}\frac{dY_{n+\frac{1}{2}}(ka)}{da} \\
&\quad + \Big(\frac{1}{(ka)^{\frac{1}{2}}} - \frac{2(n^2+n)-1}{(ka)^{2+\frac{1}{2}}}\Big)Y_{n+\frac{1}{2}}(ka)\Big]_{⑧} = 0 \\
&B_n''[\ ①\ ] - B_n'[\ ②\ ] - C_n''[\ ③\ ] + C_n'[\ ④\ ] = 0 \\
&B_n''[\ ⑤\ ] - B_n'[\ ⑥\ ] - C_n''[\ ⑦\ ] + C_n'[\ ⑧\ ] = 0
\end{aligned}\right\} \quad (15)
$$

For odd n

$$
\left.\begin{aligned}
&A(-1)^{\frac{n+1}{2}}\Big[\lambda(2n+1)\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}} - \frac{2\mu}{h}\Big(n\frac{d}{da}\frac{J_{n-\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}} \\
&\quad - \overline{n+1}\,\frac{d}{da}\frac{J_{n+\frac{3}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}}\Big)\Big] \\
&\quad + B_n''[\ ①\ ] - B_n'[\ ②\ ] - C_n''[\ ③\ ] + C_n'[\ ④\ ] = 0
\end{aligned}\right\}
$$

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{A}{h}(-1)^{\frac{n+1}{2}}\left[\frac{d}{da}\frac{J_{n-\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}}+\frac{d}{da}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}}\right.\\
&\quad\left.+\frac{1}{a}\left(\overline{n-1}\frac{1}{\sqrt{ha}}J_{n-\frac{1}{2}}(ha)-n\frac{1}{\sqrt{ha}}J_{n+\frac{3}{2}}(ha)\right)\right]\\
&+B_n''[\ ⑤\ ]-B_n'[\ ⑥\ ]-C_n''[\ ⑦\ ]+C_n'[\ ⑧\ ]=0\\
&B_n'[\ ①\ ]+B_n''[\ ②\ ]-C_n'[\ ③\ ]-C_n''[\ ④\ ]=0\\
&B_n'[\ ⑤\ ]+B_n''[\ ⑥\ ]-C_n'[\ ⑦\ ]-C_n''[\ ⑧\ ]=0
\end{aligned}\right\}\qquad(16)$$

When $n=0$

$$\left.\begin{aligned}
&A\left[\frac{\lambda J_{\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}}+\frac{2\mu}{h}\frac{d}{da}\frac{J_{\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}}\right]\\
&\quad+B_0'\left[\frac{\lambda}{\sqrt{ha}}J_{\frac{1}{2}}(ha)-\frac{2\mu}{h^{2+\frac{1}{2}}}\frac{d^2}{da^2}\frac{J_{\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{a}}\right]\\
&\quad+B_0''\left[\frac{\lambda}{\sqrt{ha}}Y_{\frac{1}{2}}(ha)-\frac{2\mu}{h^{2+\frac{1}{2}}}\frac{d^2}{da^2}\frac{Y_{\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{a}}\right]=0\\
&B_0''\left[\frac{\lambda}{\sqrt{ha}}J_{\frac{1}{2}}(ha)-\frac{2\mu}{h^{2+\frac{1}{2}}}\frac{d^2}{da^2}\frac{J_{\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{a}}\right]\\
&\quad-B_0'\left[\frac{\lambda}{\sqrt{ha}}Y_{\frac{1}{2}}(ha)-\frac{2\mu}{h^{2+\frac{1}{2}}}\frac{d^2}{da^2}\frac{Y_{\frac{1}{2}}(ha)}{\sqrt{a}}\right]=0
\end{aligned}\right\}\qquad(17)$$

The calculated maximum displacements at the front and rear surfaces are illustrated in Fig. II, L being the wave length. In this case, too, the increase of the displacement at the front according to the value of a/L is more rapid than the decrease of the displacement at the rear.

III. Cylindrical Obstacle of an Elliptic Form.

The expressions of the primary waves, when they are dilatational, are given by

$$\left.\begin{aligned}
\Delta&=A\sin(pt-hy)\\
&=A[\sin pt\cos(hc\sinh\xi\sin\eta)-\cos pt\sin(hc\sin h\xi\sin\eta)
\end{aligned}\right\}\qquad(18)$$

where

$$\cos(hc\sinh\xi\sin\eta)=\sum_{n=0}^{\infty}B_n\,\mathrm{ce}_n\left(\frac{\xi}{i},\ q\right)\mathrm{ce}_n(\eta,\ q)$$

$$\sin(hc\sinh\xi\sin\eta)=\sum_{n=1}^{\infty}C_n\,\mathrm{se}_n\left(\frac{\xi}{i},\ q\right)(\mathrm{se}_n\eta,\ q)$$

$$B_n=1\Big/\int_{\pi}^{\pi}\Big[\mathrm{ce}_n(\eta,\ q)\Big]^2 d\eta$$

$$C_n=1\Big/\int_{\pi}^{\pi}\Big[\mathrm{se}_n(\eta,\ q)\Big]^2 d\eta$$

$$q=-\frac{h^2c^2}{32},\qquad h^2=\frac{\rho p^2}{\lambda+2\mu},$$

$2C$=length between foci.

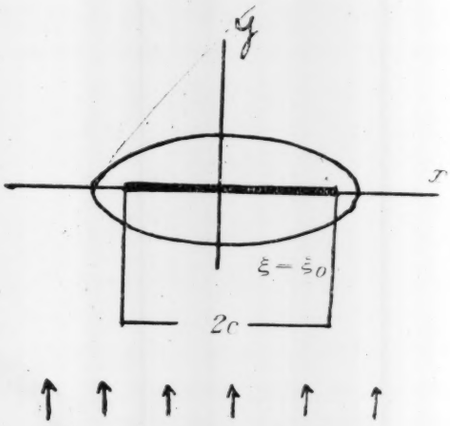


Fig. 3.

The displacement corresponding to Δ in (18) is given by

$$\left.\begin{aligned}
u_0=&-\sum_{n=0}^{\infty}\frac{AB_n}{h^2c\sqrt{\cosh^2\xi-\cos^2\eta}}\frac{\partial\,\mathrm{ce}_n\left(\frac{\xi}{i},\ q\right)}{\partial\xi}\mathrm{ce}_n(\eta,\ q)\sin pt\\
&+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{AC_n}{h^2c\sqrt{\cosh^2\xi-\cos^2\eta}}\frac{\partial\,\mathrm{se}_n\left(\frac{\xi}{i},\ q\right)}{\partial\xi},\ \mathrm{se}_n(\eta,\ q)\cos pt\\
v_0=&-\sum_{n=0}^{\infty}\frac{AB_n}{h^2c\sqrt{\cosh^2\xi-\cos^2\eta}}\mathrm{ce}_n\left(\frac{\xi}{i},\ q\right)\frac{\partial\mathrm{ce}_n(\eta,\ q)}{\partial\eta}\sin pt\\
&+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{AC_n}{h^2c\sqrt{\cosh^2\xi-\cos^2\eta}}\mathrm{se}_n\left(\frac{\xi}{i},\ q\right)\frac{\partial\,\mathrm{se}_n(\eta,\ q)}{\partial\eta}\cos pt
\end{aligned}\right\}\qquad(19)$$

The expressions of the secondary waves are given by

$$\left.\begin{aligned}
\Delta'=&\sum_{n=0}^{\infty}B_n'\left\{\mathrm{ce}_n\left(\frac{\xi}{i},\ q\right)\sin(pt+\varepsilon_n)\right.\\
&\left.-\mathrm{se}_n\left(\frac{\xi}{i},\ q\right)\cos(pt+\varepsilon_n)\right\}\mathrm{ce}_n(\eta,\ q)\\
\varpi'=&\sum_{n=1}^{\infty}C_n'\left\{\mathrm{ce}_n\left(\frac{\xi}{i},\ q'\right)\sin(pt+\sigma_n)\right.\\
&\left.-\mathrm{se}_n\left(\frac{\xi}{i},\ q'\right)\cos(pt+\sigma_n)\right\}\mathrm{se}_n(\eta,\ q)\\
u_1=&-\sum_{n=0}^{\infty}\frac{B_n'}{h^2c\sqrt{\cosh^2\xi-\cos^2\eta}}\left\{\frac{\partial\,\mathrm{ce}_n\left(\frac{\xi}{i},\ q\right)}{\partial\xi}\sin(pt+\varepsilon_n)\right.\\
&\left.-\frac{\partial\,\mathrm{se}_n\left(\frac{\xi}{i},\ q\right)}{\partial\xi}\cos(pt+\varepsilon^n)\right\}\mathrm{ce}_n(\eta,\ q)
\end{aligned}\right\}$$

$$
\left.\begin{aligned}
v_1 &= -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n'}{h^2 c\sqrt{\cosh^2\xi-\cos^2\eta}} \left\{ \mathrm{ce}_n\left(\frac{\xi}{i}, q\right)\sin(pt+\varepsilon_n) \right. \\
&\qquad \left. -\mathrm{se}_n\left(\frac{\xi}{i}, q\right)\cos(pt+\varepsilon_n)\right\}\frac{\partial\,\mathrm{ce}_n(\eta, q)}{\partial\eta} \\
u_2 &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2C_n'}{k^2 c\sqrt{\cosh^2\xi-\cos^2\eta}} \left\{ \mathrm{ce}_n\left(\frac{\xi}{i}, q'\right)\sin(pt+\sigma_n) \right. \\
&\qquad \left. -\mathrm{se}_n\left(\frac{\xi}{i}, q'\right)\cos(pt+\sigma_n)\right\}\frac{\partial\,\mathrm{se}_n(\eta, q')}{\partial\eta} \\
v_2 &= -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{2C_n'}{k^2 c\sqrt{\cosh^2\xi-\cos^2\eta}} \left\{ \frac{\partial\,\mathrm{ce}_n\left(\frac{\xi}{i}, q'\right)}{\partial\xi}\sin(pt+\sigma_n) \right. \\
&\qquad \left. -\frac{\partial\,\mathrm{se}_n\left(\frac{\xi}{i}, q'\right)}{\partial\eta}\cos(pt+\sigma_n)\right\}\mathrm{se}_n(\eta, q')
\end{aligned}\right\} \quad (20)
$$

where $k^2=\dfrac{\rho p^2}{\mu}, \qquad q'=-\dfrac{k^2c^2}{32}$

As the boundary conditions, we have, when the boundary is free,

$$
\left.\begin{aligned}
&\lambda(\Delta+\Delta')+\frac{2\mu}{c(\cosh^2\xi_0-\cos^2\eta)}\frac{\partial}{\partial\xi_0} \\
&\qquad \left[(u_0+u_1+u_2)\sqrt{\cosh^2\xi_0-\cos^2\eta}\right]=0 \\
&\frac{\partial}{\partial\xi_0}\left[(v_0+v_1+v_2)\sqrt{\cosh^2\xi_0-\cos^2\eta}\right] \\
&\qquad +\frac{\partial}{\partial\eta}\left[(u_0+u_1+u_2)\sqrt{\cosh^2\xi_0-\cos^2\eta}\right]=0
\end{aligned}\right\} \quad (21)
$$

and when the boundary is rigid and fixed,

$$
\left.\begin{aligned}
u_0+u_1+u_2&=0 \\
v_0+v_1+v_2&=0
\end{aligned}\right\} \quad (22)
$$

Substituting from (18), (19) and (20) in (21) or (22), we can determine the various constants in the expressions for the scattered waves.

Though the derivatives, $\dfrac{\partial\,\mathrm{ce}_n(\eta, q)}{\partial\eta}$ and $\dfrac{\partial\,\mathrm{se}_n(\eta, q)}{\partial\eta}$ in (19) seem at first sight to be easily obtainable from their expanded forms in $\sin x$ or $\cos x$, yet in reality their values cannot be given in a simple form, so that we cannot

find the numerical values of the constants from (21) or (22). We can see, however, from the nature of the solutions (20) that, at a great distance from the origin relative to the size of an obstacle, the scattered waves and the shadowy space become insignificant, the latter being the effect of the diffraction.

IV. Imbedded Cylindrical Obstacle.

The effect of an imbedded cylindrical obstacle upon the trausmission of elastic waves may not be unimportant. The expressions of the primary waves are given by

$$\left.\begin{aligned}
\Delta &= Ae^{i(px-pt)} = A[J_0(hr)+2iJ_1(hr)\cos\theta+\cdots \\
&\qquad +2i^nJ_n(hr)\cos n\theta+\cdots]e^{-ipt} \\
u_0 &= -\frac{A}{h^2}\left[\frac{\partial J_0(hr)}{\partial r}+2i\frac{\partial J_1(hr)}{\partial r}\cos\theta+\cdots\right. \\
&\qquad \left.+2i^n\frac{\partial J_n(hr)}{\partial r}\cos n\theta+\cdots\right]e^{-ipt} \\
v_0 &= \frac{A}{h^2r}\left[2iJ_1(hr)\sin\theta+\cdots+2i^nnJ_n(hr)\sin n\theta+\cdots\right]e^{-ipt}
\end{aligned}\right\} \tag{23}$$

The expressions of the secondary waves are given by

$$\left.\begin{aligned}
\Delta' &= \sum_{n=0}^{\infty}B_nH_n^{(1)}(hr)\cos n\theta e^{-ipt} \\
2\bar{\omega}' &= \sum_{n=1}^{\infty}C_nH_n^{(1)}(kr)\sin n\theta e^{-ipt} \\
u_1 &= -\sum_{n=0}^{\infty}\frac{B_n}{h^2}\frac{dH_n^{(1)}(hr)}{dr}\cos n\theta\, e^{-ipt} \\
v_1 &= \sum_{n=1}^{\infty}\frac{B_n}{h^2}\frac{n}{r}H_n^{(1)}(hr)\sin n\theta\, e^{-ipt} \\
u_2 &= \sum_{n=1}^{\infty}\frac{C_n}{k^2}\frac{n}{r}H_n^{(1)}(kr)\cos n\theta\, e^{-ipt} \\
v_2 &= -\sum_{n=1}^{\infty}\frac{C_n}{k^2}\frac{dH_n^{(1)}(kr)}{dr}\sin n\theta\, e^{-ipt}
\end{aligned}\right\} \tag{24}$$

where $h^2=\dfrac{\rho p^2}{\lambda+2\mu}$, $k^2=\dfrac{\rho p^2}{\mu}$, $H_n^{(1)}(x)=J_n(x)+iY_n(x)$ and $\dfrac{2\pi}{p}$ = period of waves.

The equation of motion of the rigid cylinder is expressed by

$$M\left(\frac{d^2U}{dt^2}+\sigma_0{}^2U\right)=\int_{-\pi}^{\pi}\left[\left(\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial u}{dr}\right)\cos\theta\right.$$

$$\left.-\mu\left(\frac{\partial v}{dr}-\frac{v}{r}+\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial\theta}\right)\sin\theta\right]ad\theta \qquad (25)$$

where

M = mass of cylinder per unit length,

U = displacement of cylinder in direction of x,

$\frac{2\pi}{\sigma_0}$ = period of free vibration of cylinder, when it is subjected to a restitutive force,

a = radius of the cylinder

$u=u_0+u_1+u_2$

and $v=v_0+v_1+v_2$

Substituting from (23) and (24) in (25), and writing $U=U'e^{-ipt}$, we get

$$(\sigma_0{}^2-p^2)\frac{MU'}{\pi a}=2iA(\lambda+2\mu)J_1(ha)+B_1(\lambda+2\mu)H_1^{(1)}(ha)-C_1\mu H_1^{(1)}(ka); \qquad (26)$$

the remaining terms vanishes by the well known nature of integration of the products of harmonics of different orders.

The boundary conditions are given by

$$u=U\cos\theta \qquad v=-U\sin\theta \qquad \text{at} \qquad r=a$$

from which we get by means of harmonic analysis

$$\left.\begin{aligned}U'&=-\frac{2iA}{h^2}\frac{dJ_1(ha)}{da}-\frac{B_1}{h^2}\frac{dH_1^{(1)}(ha)}{da}+\frac{C_1}{k^2}\frac{H_1^{(1)}(ka)}{a}\\ U'&=-\frac{2iA}{h^2}\frac{J_1(ha)}{a}-\frac{B_1}{h^2}\frac{H_1^{(1)}(ha)}{a}+\frac{C_1}{k^2}\frac{dH_1^{(1)}(ka)}{da}\end{aligned}\right\} \qquad (27)$$

Eliminating U' between (26) and (27) and solving the resulting equations for relatively large values of ha and ka, we obtain

$$\left.\begin{aligned}B_1&=\sin\left(2ha-\frac{3\pi}{2}\right)A\\ C_1&=\frac{2k}{h^2a}\sqrt{\frac{k}{h}}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\frac{1}{1-\frac{T^2}{T_0^2}}-1\right)\cos\left(ha+ka-\frac{3\pi}{2}\right)A\end{aligned}\right\} \qquad (28)$$

where

ρ, ρ_0=densities of medium and cylinder respectively,

T, T_0=periods of waves and free oscillation of the cylinder respectively.

Equations (28) together with (24) give the expressions of the principal scattered waves.

The motion of the cylinder can be determined from (27) and (28) and expressed by

$$U=2\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{A}{h^2a}\left[\sqrt{\frac{k}{h}}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\frac{1}{1-\frac{T^2}{T_0^2}}-1\right)-\frac{1}{\sqrt{ha}}\right]\sin\left(ha-\frac{3\pi}{4}+pt\right) \quad (29)$$

When the restitutive force is existing and $T \fallingdotseq T_0$, the resonanse of waves occurs.

The other harmonics of the scattered waves can be determined by the formulæ (5), (6) and (7); the results, however, are not shown here, as they have not much importance.

V. Imbedded Spherical Particle.

The case of an imbedded spherical obstacle has many pnysical applications. The expressions of the primary waves are given by

$$\left.\begin{aligned}
\Phi &= Ae^{i(\sigma x-pt)}=A\sum_{n=0}^{\infty}{}'(2n+1)i^n\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(hr)}{\sqrt{hr}}P_n(\cos\theta)e^{-ipt}\\
u_0&=-\frac{A}{h^2}\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)i^n\frac{\partial}{\partial r}\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(hr)}{\sqrt{hr}}P_n(\cos\theta)e^{-ipt}\\
v_0&=-\frac{A}{h^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)i^n\frac{J_{n+\frac{1}{2}}(hr)}{r\sqrt{hr}}\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}e^{-ipt}
\end{aligned}\right\} \quad (30)$$

Tne expressions of the secondary waves are given by

$$\left.\begin{aligned}
\Phi'&=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{B_n}{\sqrt{hr}}H^{(1)}_{n+\frac{1}{2}}(hr)P_n(\cos\theta)e^{-ipt}\\
2\bar{\omega}'&=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{C_n}{\sqrt{hr}}H^{(1)}_{n+\frac{1}{2}}(kr)\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}e^{-ipt}\\
u_1&=-\sum_{n=0}^{\infty}\frac{B_n}{h^2}\frac{d}{dr}\frac{H^{(1)}_{n+\frac{1}{2}}(hr)}{\sqrt{hr}}P_n(\cos\theta)e^{-ipt}\\
v_1&=-\sum_{n=1}^{\infty}\frac{B_n}{h^{\frac{5}{2}}r^{\frac{3}{2}}}H^{(1)}_{n+\frac{1}{2}}(hr)\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}e^{-ipt}
\end{aligned}\right\} \quad (31)$$

$$u_2=-\sum_{n=1}^{\infty}\frac{C_n n(n+1)}{k^{\frac{5}{2}}r}H^{(1)}_{n+\frac{1}{2}}(kr)P_n(\cos\theta)e^{-ipt}$$

$$v_2=-\sum_{n=1}^{\infty}\frac{C_n}{k^{\frac{5}{2}}}\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\sqrt{r}\,H^{(1)}_{n+\frac{1}{2}}(kr)\frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta}e^{-ipt}$$

where $h^2=\dfrac{\rho p^2}{\lambda+2\mu}$, $k^2=\dfrac{\rho p^2}{\mu}$, $H^{(2)}_{n+\frac{1}{2}}(x)=J_{n+\frac{1}{2}}(x)+iY_{n+\frac{1}{2}}(x)$, $\dfrac{2\pi}{p}$ = period.

The equation of motion of the rigid sphere is expressed by

$$M\left(\frac{d^2U}{dt^2}+\sigma_0{}^2U\right)=\iint\left[\left(\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial u}{\partial r}\right)\cos\theta\right.$$

$$\left.-\mu\left(\frac{\partial v}{\partial r}-\frac{v}{r}+\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial\theta}\right)\sin\theta\right]2\pi a^2\sin\theta\,d\theta \qquad (32)$$

in which

M = mass of sphere,

U = displacement of cylinder in direction of x

$u=u_0+u_1+u_2$

and $v=v_0+v_1+v_2$

Substituting from (30) and (31) in (32) and writing $U=U'e^{-ipt}$, we obtain

$$(\sigma_0{}^2-p^2)\frac{MU'}{4\pi a^2}=iA(\lambda+2\mu)\frac{J_{\frac{3}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}}$$

$$+\frac{B_1}{3}(\lambda+2\mu)\frac{H^{(1)}_{\frac{3}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}}+\frac{2\mu}{3}C_1\frac{H^{(1)}_{\frac{3}{2}}(ka)}{\sqrt{ka}}; \qquad (33)$$

the other terms vanish as described previously under (26).

The boundary conditions are given by

$$u=U\cos\theta \qquad v=-U\sin\theta \qquad \text{at} \qquad r=a$$

from which we have

$$U'=-\frac{3iA}{h^2}\frac{d}{da}\frac{J_{\frac{3}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}}-\frac{B_1}{h^2}\frac{d}{da}\frac{H^{(1)}_{\frac{3}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}}-\frac{2C_1}{k^{\frac{5}{2}}a^{\frac{3}{2}}}H^{(1)}_{\frac{3}{2}}(ka)$$

$$U'=-\frac{3iA}{h^2}\frac{J_{\frac{3}{2}}(ha)}{\sqrt{ha}}-\frac{B_1}{h^{\frac{5}{2}}a^{\frac{3}{2}}}H_{\frac{3}{2}}(ha)-\frac{C_1}{k^3a}\frac{d}{da}\sqrt{ka}\,H^{(1)}_{\frac{3}{2}}(ka) \qquad (34)$$

When ha and ka are very small, the values of B_1 and C_1 are found by the elimination of U' between (33) and (34), as follows:—

$$\left.\begin{aligned} B_1 &= \frac{237\left(\frac{a}{L}\right)^3\left[1-\frac{\rho_0}{\rho}\left(1-\frac{T^2}{T_0^2}\right)\right]}{2.54\frac{\rho_0}{\rho}\left(1-\frac{T^2}{T_0^2}\right)-1} A \\ C_1 &= \frac{3\times 237\left(\frac{a}{L}\right)^3\left[1-\frac{\rho_0}{\rho}\left(1-\frac{T^2}{T_0^2}\right)\right]}{2.54\frac{\rho_0}{\rho}\left(1-\frac{T^2}{T_0^2}\right)-1} A \end{aligned}\right\} \quad (35)$$

in which

$\lambda=\mu$

a=radius if sphere

L=wave length.

The displacement U of the sphere is approximately the same as that of the primary waves.

When $T \fallingdotseq T_0\left(1-\frac{1}{2.54}\frac{\rho}{\rho_0}\right)=T_1$, the resonance will take place. T_1 may be taken to be the effective period of free vibration for a small rigid particle, and the expression shows that the free oscillation is affected by the surrounding elastic medium.

When ha and ka are relatively large, the elimination of U' between (33) and (34) gives

$$\left.\begin{aligned} B_1 &= \frac{3}{2}\sin(2ha)\,A \\ C_1 &= -3\frac{k^2}{h^3a}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\frac{1}{1-\frac{T^2}{T_0^2}}-1\right)\cos(ha+ka)\,A \end{aligned}\right\} \quad (36)$$

Equation (36) together with (31) gives the expressions of the principal scattered waves.

The motion of the cylinder can be determined from (29) and (30) and expressed by

$$U=-3\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{A}{h^3a^2}\left[\frac{k}{h}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\frac{1}{1-\frac{T^2}{T_0^2}}-1\right)-1\right]\sin(ha+pt) \quad (37)$$

When the restitutive force is existing and $T \fallingdotseq T_0$, the resonance will occur. In this case the motion of the sphere is free from the effect of the inertia mass.

VI. Decay of Plane Restitutive Origin emitting Elastic Waves.

The equations of motion and the solutions, appeared in IV and V, which treats of the problems of scattering due to imbedded particles, may be extended with a slight modification, to the problem of the decay of the vibratory motion of the scattering particle and of the restitutive origin emitting elastic waves. In the first place we shall treat the simplest case where the origin is of a plane rigid body and the generated waves are purely dilatational.

Taking the plane $x=0$ coincident with undisturbed middle surface of the plate with thickness 2a, the equation of motion of the elastic medium is expressed by

$$\nabla^2 \Delta = \frac{\rho}{\lambda+2\mu} \frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2}$$

The solution of the above may be expressed by the form:—

$$\Delta = A_1 e^{\alpha(v_1 t - x + a)} \qquad x > a$$

$$\Delta = A_2 e^{\alpha(v_1 t + x + a)} \qquad x < -a$$

$$U = B e^{\alpha v_1 t}$$

where

U : displacement of plate

$$v_1 = \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$$

The equation of motion of the plate is expressed by

$$M\left(\frac{d^2U}{dt^2} + \sigma_0^2 U\right) = \left(\lambda\Delta + 2\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{x=a} + \left(\lambda\Delta + 2\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{x=-a} \tag{38}$$

in which

$\frac{2\pi}{\sigma_0}$ = period of free oscillation of origin,

M = mass of origin per unit length.

The boundary condition are given by

$$U = u_{x=a} = u_{x=-a} \tag{39}$$

From (37), (38) and (39), we get

$$\alpha = -\frac{\rho}{M} \pm i\sqrt{\frac{\sigma_0^2}{v_1^2} - \left(\frac{\rho}{M}\right)^2} \fallingdotseq -\frac{\rho}{M} \pm i\frac{\sigma_0}{v_1}$$

Thus the motion of the propagated waves and of the vibratory origin are expressed by

$$\left.\begin{aligned} u_1 &= Be^{-\frac{\rho}{M}(v_1 t - x + a)} \cos \frac{\sigma_0}{v_1}(v_1 t - x + a) \\ u_2 &= Be^{-\frac{\rho}{M}(v_1 t + x + a)} \cos \frac{\sigma_0}{v_1}(v_1 t + x + a) \\ U &= Be^{-\frac{\rho}{M} v_1 t} \cos \sigma_0 t \end{aligned}\right\} \quad (40)$$

The origin decays gradually by the emission of the wave energy in the surrounding medium, the decay factor being expressed by

$$e^{-\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1}{2a}t}$$

where ρ and ρ_0 are the densities of the medium and the rigid origin respectively.

VII. Decay of Cylindrical Origin.

The expressions for the radiating waves are the same as shown in (24) of section IV.

The motion of the cylinder is given by

$$M\left(\frac{d^2U}{dt^2} + \sigma_0^2 U\right) = \int_{-\pi}^{\pi} \left[\left(\lambda \Delta + 2\mu \frac{\partial u}{\partial r}\right)\cos\theta - \mu\left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} + \frac{1}{r}\frac{\partial u}{d\theta}\right)\sin\theta\right] a\, d\theta \quad (41)$$

where

M : mass of cylinder per unit length,

a : radius of cylinder.

Substituting from (24) in (41) and writing $U = U' e^{-ipt}$, we have

$$(\sigma_0^2 - p^2)\frac{MU'}{\pi a} = B_1(\lambda + 2\mu) H_1^{(1)}(ha) - C_1 \mu H_1^{(1)}(ka) \quad (42)$$

At the boundary $r = a$, we shall have

$$u = U\cos\theta \qquad v = -U\sin\theta$$

from which

$$\left.\begin{aligned} U &= -\frac{B_1}{h^2}\frac{dH_1^{(1)}(ha)}{da} + \frac{C_1}{k^2}\frac{H_1^{(1)}(ka)}{a} \\ U &= -\frac{B_1}{h^2}\frac{H_1^{(1)}(ha)}{a} + \frac{C_1}{k^2}\frac{dH_1^{(1)}(ka)}{da} \end{aligned}\right\} \quad (43)$$

Between (42) and (43) eliminate U, B_1 and C_1, then we have

$$\begin{vmatrix} (p^2-\sigma_0^2)a\frac{\rho_0}{\rho} & (\lambda+2\mu)H_1^{(1)}(ha) & \mu H_1^{(1)}(ha) \\ 1 & \frac{1}{h^2}\frac{dH_1^{(1)}(ha)}{da} & \frac{1}{k^2}\frac{H_1^{(1)}(ka)}{a} \\ 1 & \frac{1}{h^2}\frac{H_1^{(1)}(ha)}{a} & \frac{1}{k^2}\frac{dH_1^{(1)}(ka)}{da} \end{vmatrix} = 0 \tag{44}$$

in which

ρ_0, ρ=densities of cylinder and medium respectively.

Calculating the determinant for relatively large values of ha and ka, we obtain,

$$p^4+\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+v_2}{a}ip^3-\left[\sigma_0^2-\frac{v_1v_2}{a^2}+\frac{2\rho}{\rho_0}\frac{v_1v_2}{a^2}\right]p^2-\frac{v_1v_2}{a^2}\sigma_0^2=0 \tag{45}$$

Neglecting terms which are very small, we get

$$p^2+\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+v_2}{a}ip-\sigma_0^2=0$$

$$p \doteqdot \sigma_0-\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+v_2}{2a}i \tag{46}$$

where $v_1=\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$, $v_2=\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$

and $$h=\frac{\sigma_0}{v_1}-\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+v_2}{2av_1}i \tag{47}$$

The motion of the propagated waves are expressed by

$$\left.\begin{aligned} \Delta &\doteqdot -\frac{\sigma_0}{v_1}U'\sqrt{\frac{a}{r}}e^{\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+v_2}{2av_1}(r-a-v_1t)}\cos\theta\sin\frac{\sigma_0}{v_1}(r-a-v_1t) \\ 2\varpi &\doteqdot \frac{\sigma_0}{v_1}U'\sqrt{\frac{a}{r}}e^{\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+v_2}{2av_1}(r-a-v_2t)}\sin\theta\sin\frac{\sigma_0}{v_2}(r-a-v_2t) \end{aligned}\right\} \tag{48}$$

and the decay factor of the origin is given by

$$e^{-\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+v_2}{2a}t} \tag{49}$$

VIII. Decay of Spherical Origin.

The expressions for the propagated waves are the same as shown in (31) of the section V.

The equation of motion is expressed by

$$M\left(\frac{d^2U}{dt^2}+\sigma_0{}^2U\right)=\iint\left[\left(\lambda\Delta+2\mu\frac{u\partial}{\partial r}\right)\cos\theta -\mu\left(\frac{\partial v}{\partial r}-\frac{v}{r}+\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial\theta}\right)\sin\theta\right]2\pi a^2\sin\theta\,d\theta \tag{50}$$

Substituting from (26) in (50) and writing $U=U'e^{-ipt}$, we have

$$(\sigma_0{}^2-p^2)\frac{MU'}{\pi a}=B_1(\lambda+2\mu)H_{\frac{3}{2}}^{(1)}(ha)-C_1\mu H_{\frac{3}{2}}^{(1)}(ka) \tag{51}$$

At the boundary $r=a$, we have

$$u=U\cos\theta \qquad \text{and} \qquad v=-U\sin\theta$$

so that,

$$\left.\begin{aligned} U&=-\frac{B_1}{h^2}\frac{d}{da}\frac{H_{\frac{3}{2}}^{(1)}(ha)}{\sqrt{ha}}-\frac{2C}{k^2a}H_{\frac{3}{2}}^{(1)}(ka)\\ U&=-\frac{B_1}{h^{\frac{5}{2}}a^{\frac{3}{2}}}H_{\frac{3}{2}}^{(1)}(ha)-\frac{C}{k^3a}\frac{d}{da}\sqrt{ka}H_{\frac{3}{2}}^{(1)}(ka)\end{aligned}\right\} \tag{52}$$

Between (51) and (52) eliminate U, B_1 and C_1, then

$$\begin{vmatrix} (p^2-\sigma_0{}^2)\frac{a\rho_0}{\rho} & (\lambda+2\mu)\frac{H_{\frac{3}{2}}^{(1)}(ha)}{\sqrt{ha}} & 2\mu\frac{H_{\frac{3}{2}}^{(1)}(ka)}{\sqrt{ka}}\\ 1 & \frac{1}{h^2}\frac{d}{da}\frac{H_{\frac{3}{2}}^{(1)}(ha)}{\sqrt{ha}} & \frac{2}{k^{\frac{5}{2}}}\frac{H^{(1)}(ka)}{a^{\frac{3}{2}}}\\ 1 & \frac{1}{h^2a}\frac{H_{\frac{3}{2}}^{(1)}(ha)}{\sqrt{ha}} & \frac{1}{k^3a}\frac{d}{da}\sqrt{ka}\,H_{\frac{3}{2}}^{(1)}(ka)\end{vmatrix}=0 \tag{53}$$

ρ_0, ρ=densities of sphere and medium respectively.

For relatively large values of ha and ka, we have

$$p^4-\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+2v_2}{a}ip^3-\left[\sigma_0{}^2-\frac{2v_1v_2}{a^2}+\frac{4\rho}{\rho_0}\frac{v_1v_2}{a^2}\right]p^2-\frac{v_1v_2}{a^2}\sigma_0{}^2=0 \tag{54}$$

Neglecting terms which are very small, we get

$$p^2-\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+2v_2}{a}ip-\sigma_0{}^2=0$$

$$p\fallingdotseq\sigma_0-\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+2v_2}{2a}i$$

$$h=\frac{\sigma_0}{v_1}-\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+2v_2}{2av_1}i$$

The propagated waves are expressed by

$$\left.\begin{aligned}\Delta &\doteqdot -\frac{\sigma_0}{v_1}U'\frac{a}{r}e^{\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+2v_2}{2av_1}(r-a-v_1t)}\cos\theta\sin\frac{\sigma_0}{v_1}(r-a-v_1t)\\ 2\varpi &\doteqdot \frac{\sigma_0}{v_2}U'\frac{a}{r}e^{\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+2v_2}{2av_2}(r-a-v_2t)}\sin\theta\sin\frac{\sigma_0}{v_2}(r-a-v_2t)\end{aligned}\right\}\quad(55)$$

with decay factor $e^{-\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+2v_2}{2a}t}$

The decay factors of three cases are tabulated as follows:—

Dimensions	1-dimensional	2-dimensional	3-dimensional
Decay factor	$e^{-\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1}{2a}t}$	$e^{-\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+v_2}{2a}t}$	$e^{-\frac{\rho}{\rho_0}\frac{v_1+2v_2}{2a}t}$

where $v_1=\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$ $\qquad$ $v_2=\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$

It will be seen that the retitutive origins emitting elastic waves decay with a rate depending upon the size, the shape, the relative density of the origin and velocity of elastic waves in the surrounding medium; also that it is independent of the intensity the resititutive forces. The effect of dimensional extension of obstacles on the decay factor is evidently due to the difference of the amount of the wave energy generated.

In seismic records of near earthquakes, the small tails to the principal tremors may partly be accounted for by such decaying nature of the origin.

IX. Résumé.

We have thus obtained some results having practical importance on the seismology by the use of harmonic functions, such as circular functions, Bessel's functions, Legendre's functions and Mathieu's functions; the principal results may be enumerated as follows:—

1. The scattering waves are composed of both dilatational and distorsional waves even when the incident ones are purely dilatational.

2. In the front of a hollow cavity the vibrations are nearly of standing type and in its rear part appears a space which is practically quiescent. These

phenomena do not happen if the obstacle is small compared with wave length.

3. Motions of the imbedded particles influence, among other things, their inertia masses for a certain range of wave lengths.

4. The vibration of the restitutive origin itself decays by emitting elastic waves. The decay factor depends on its density relative to the surrounding medium, the size, the shape and the velocities of waves in the surrounding medium.

In conclusion the author's sincere thanks are due to Professors Suyehiro and Terada for their kind advices and suggestions.

May, 1927.

Fig. I. (Cylinder) Maximum Displacement at F. & R. ($\lambda=\mu$)

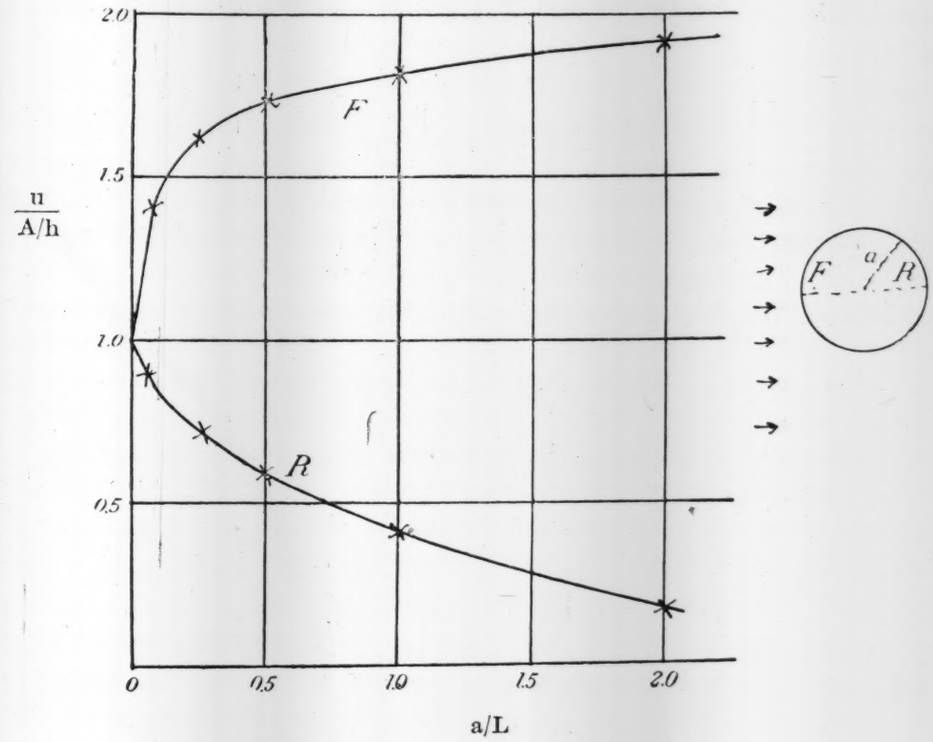
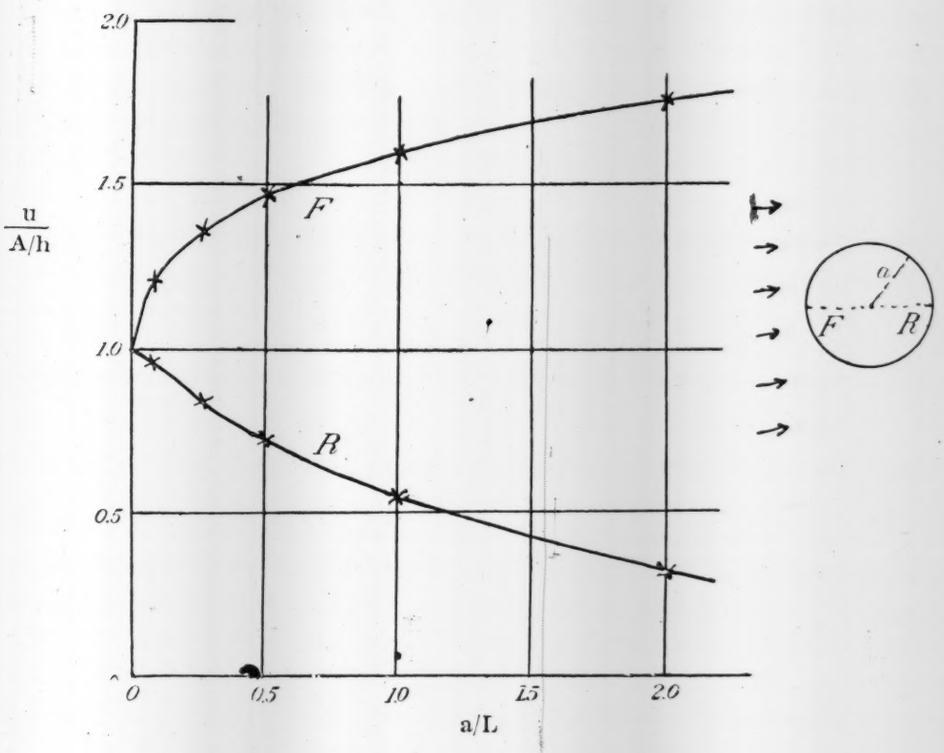


Fig. II. (Sphere) Maximum Displacement at F. & R. ($\lambda=\mu$)



On the Decay of Waves in Visco-Elastic Solid Bodies

By

Katsutada SEZAWA

Earthquake Research Institute

粘彈性體に於ける波動の老衰に就て

所員　妹澤克惟

彈性體が粘性を有する場合、其に傳はる波動が如何なる影響を受けるかは、考へただけでは極めて平凡な樣であるが、其を研究して見ると種々面白い結果が得られる。

本論文は五章に分れ、第一章では一般の運動方程式や其彈性論の關係を示し、第二章第四章には表面に無關係なる波動が粘質彈性體を傳はる場合、第三章は表面を傳はる波動、第五章には彈性體の中で最も特別な性質を持つ梁を波動が傳播する力學を示した。

此等の計算の結果を列記すれば、

1) 波源の働きが如何に鋭い性質のものでも、遠方へ行くに從ひ、漸次鈍くなり、波動形の長さは次第に長くなる。
2) 地震學に於ける志田博士等の「押しと引き」の法則は可なり複雜な場合にも成立する。
3) 構造物の强制振動の分析は甚だ厄介なものであるが自由波の問題を解く事によつて、容易に研究する事が出來る。
4) 粘質彈性體を傳播する波動を研究する事によつて、工學上重要なる衝撃の問題を數學的に研究する事が出來る。

Although the possibilities of the modification of the form and the decay of waves in visco-elastic solid bodies are well known, yet the effect of solid viscosity on the elastic waves caused by arbitrary disturbance has not been completely studied. So long ago as 1906, Professor Nagaoka[1] investigated the propagation of the seismic waves in an elastic body having viscosity. It seems that at that time very little was known about the nature of the solid viscosity. Galitzin[2] and Hosali[3] dealt with the same subject for very simple cases. Hosali's investigation based upon the assumption which well conforms with recent view.

1) Tokyo Math. and Phys. Soc. Proc., vol. 3 (1906).
2) Bull. de l'Acad. des Sc. St. Pets. (1912).
3) Roy. Soc. Proc. (1923).

In the present investigation the author attempts to study the propagation of arbitrary waves in visco-elastic solid bodies, and also with a slight extension to the same propagated along a beam, which may have important bearings on constructive materials and problems of shocks on them.

I. General Equations of Motion.

The equations of motion in rectangular coordinates are expressed by

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial X_x}{\partial x}+\frac{\partial X_y}{\partial y}+\frac{\partial X_z}{\partial z}=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\\
&\frac{\partial X_y}{\partial x}+\frac{\partial Y_y}{\partial y}+\frac{\partial Y_z}{\partial z}=\rho\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}\\
&\frac{\partial X_z}{\partial x}+\frac{\partial Y_z}{\partial y}+\frac{\partial Z_z}{\partial z}=\rho\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}
\end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

The stress-strain relations for visco-elastic solid body are given by

$$\left.\begin{aligned}
X_x&=\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial u}{\partial x}+\lambda'\frac{\partial \Delta}{\partial t}+2\mu\frac{\partial^2 u}{\partial t\,\partial x}\\
Y_y&=\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial v}{\partial y}+\lambda'\frac{\partial \Delta}{\partial t}+2\mu\frac{\partial^2 v}{\partial t\,\partial y}\\
Z_z&=\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial w}{\partial z}+\lambda'\frac{\partial \Delta}{\partial t}+2\mu\frac{\partial^2 w}{\partial t\,\partial z}\\
Y_z&=\mu\left(\frac{\partial w}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial z}\right)+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial w}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial z}\right)\\
Z_x&=\mu\left(\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial x}\right)+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial x}\right)\\
X_y&=\mu\left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right)+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right)
\end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

where

λ, μ = Lame's elastic constants.

λ', μ' = voluminal and equivoluminal viscosities.

Substantial from (2) in (1), we get

$$\left.\begin{aligned}
&\left\{(\lambda+2\mu)+(\lambda'+2\mu')\frac{\partial}{\partial t}\right\}\frac{\partial \Delta}{\partial x}-2\left(\mu+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\right)\frac{\partial \bar{\omega}_3}{\partial y}+2\left(\mu+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\right)\frac{\partial \bar{\omega}_2}{\partial z}=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\\
&\left\{(\lambda+2\mu)+(\lambda'+2\mu')\frac{\partial}{\partial t}\right\}\frac{\partial \Delta}{\partial y}-2\left(\mu+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\right)\frac{\partial \bar{\omega}_1}{\partial z}+2\left(\mu+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\right)\frac{\partial \bar{\omega}_3}{\partial x}=\rho\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}\\
&\left\{(\lambda+2\mu)+(\lambda'+2\mu')\frac{\partial}{\partial t}\right\}\frac{\partial \Delta}{\partial z}-2\left(\mu+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\right)\frac{\partial \bar{\omega}_2}{\partial x}+2\left(\mu+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\right)\frac{\partial \bar{\omega}_1}{\partial y}=\rho\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}
\end{aligned}\right\} \quad (3)$$

where

$$\Delta=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}, \qquad 2\bar{\omega}_1=\left(\frac{\partial w}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial z}\right),$$

$$2\bar{\omega}_2=\left(\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x}\right), \qquad 2\bar{\omega}_3=\left(\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}\right)$$

ρ=density

u, v, w=components of displacement in x, y, z−directions.

In symmetrical cases, we have

$$\left.\begin{aligned}
&(\lambda+2\mu)\nabla^2\Delta+(\lambda'+2\mu')\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\Delta=\rho\frac{\partial^2\Delta}{\partial t^2}\\
&\mu\nabla^2\bar{\omega}+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\bar{\omega}=\rho\frac{\partial^2\bar{\omega}}{\partial t^2}
\end{aligned}\right\} \quad (3')$$

II. Purely Dilatational Plane Waves.

The equation of motion is expressed by

$$\left\{(\lambda+2\mu)+(\lambda'+2\mu')\frac{\partial}{\partial t}\right\}\nabla^2 u=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1)$$

Putting $u=Ae^{i(pt-fx)}$ we have

$$\frac{p}{f}=-\frac{\lambda'+2\mu'}{2\rho}fi\pm\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$$

Writing $\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}=v_1$ and $\frac{\lambda'+2\mu'}{2\rho}=w_1$, we get

$$u=Ae^{if(x-v_1t)}e^{-w_1f_2t} \quad (2)$$

To generalise this, we introduce Fourier's double integral:

$$f(x)=\frac{1}{\pi}\int_0^\infty d\xi\int_{-\infty}^{\infty}f(\lambda)\cos\xi(x-\lambda)\,d\lambda \quad (3)$$

so that

$$u=\frac{1}{\pi}\int_0^\infty df\cos fv_1t\,e^{-w_1f^2t}\int_{-\infty}^{\infty}\varphi(\lambda)\cos f(x-\lambda)\,d\lambda \qquad (4)$$

for a given initial disturbance $u=\varphi(x)$ and

$$u=\frac{1}{\pi}\int_0^\infty df\,e^{-w_1f^2t}\int_{-\infty}^{\infty}\varphi(\lambda)\cos f(x-v_1t-\lambda)\,d\lambda \qquad (5)$$

for a given initial wave profile $u=\varphi(x)$.

Now we take a few examples corresponding to (4).

1) Put $\varphi(\lambda)=\frac{B}{b}e^{-\frac{\lambda^2}{b^2}}$, then

$$u=\frac{B}{\sqrt{\pi}}\int_0^\infty e^{-\left(w_1t+\frac{b^2}{4}\right)f^2}\cos fx\cos fv_1t\,df$$

Calculating this, we have

$$u=\frac{B}{2\sqrt{4w_1t+b^2}}\left[e^{-\frac{(x+v_1t)^2}{4w_1t+b^2}}+e^{-\frac{(x-v_1t)^2}{4w_1t+b^2}}\right]$$

This solution gives us a pair of pulses propagated in both positive and negative directions of x axis. The above solutions also shows that, however sharp the initial form of disturbance may be, the forms of tremors become gradually flat and long; this indicates the nature of decay.

2) Put $\varphi(\lambda)=\frac{B\lambda}{b^2}e^{-\frac{\lambda^2}{b^2}}$, then

$$u=\frac{B}{2\sqrt{\pi}}\int_0^\infty e^{-\left(w_1t+\frac{b^2}{4}\right)f^2}bf\sin fx\cos fv_1t\,df$$

Calculating this, we get

$$u=\frac{Bb}{2}\frac{1}{(4w_1t+b^2)^{\frac{3}{2}}}\left[(x+v_1t)\,e^{-\frac{(x+v_1t)}{4w_1t+b^2}}+(x-v_1t)\,e^{-\frac{(x-v_1t)^2}{4w_1t+b^2}}\right]$$

which is due to an unsymmetrical disturbance. This solution shows that, besides the nature as in the former case, "the law of pull and push" in seismology due to Professor Shida is applicable even to very complicated disturbances.

3) Putting $\varphi(\lambda)=\dfrac{Ba^2}{b^2+\lambda^2}$, we get

$$u=\frac{Ba^2}{b}\int_0^\infty e^{-w_1tf^2+bf}\cos fx\cos fv_1t\,df$$

For large values of t, we have

$$u\fallingdotseq\frac{Ba^2}{4b}\frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{w_1t}}\left[e^{-\frac{(x+v_1t)^2}{4w_1t}}\cos\frac{b(x+v_1t)}{w_1t}+e^{-\frac{(x-v_1t)^2}{4w_1t}}\cos\frac{b(x-v_1t)}{w_1t}\right]e^{\frac{b^2}{4w_1t}}$$

approximately.

4) Put $\varphi(\lambda)=\dfrac{Ba\lambda}{b^2+\lambda^2}$, then

$$u=Ba\int_0^\infty e^{-(w_1tf^2+bf)}\sin fx\cos fv_1t\,df$$

For large values of t, we have

$$u=\frac{Ba}{4}\frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{w_1t}}\left[e^{-\frac{(x+v_1t)^2}{4w_1t}}\sin\frac{b(x+v_1t)}{w_1t}+e^{-\frac{(x-v_1t)^2}{4w_1t}}\sin\frac{b(x-v_1t)}{w_1t}\right]e^{\frac{b^2}{4w_1t}}$$

approximately.

Next, taking the cases corresponding to (5), we get the following results.

5) Put $\varphi(\lambda)=\dfrac{B}{b}e^{-\frac{\lambda^2}{b^2}}$, then

$$u=\frac{B}{\sqrt{\pi}}\int_0^\infty e^{-\left(w_1t+\frac{b^2}{4}\right)f^2}\cos f(x-v_1t)\,df$$

or

$$u=\frac{B}{\sqrt{4w_1t+b^2}}e^{-\frac{(x-v_1t)^2}{4w_1t+b^2}}$$

6) Put $\varphi(\lambda)=\dfrac{B\lambda}{b^2}e^{-\frac{\lambda^2}{b^2}}$, then

$$u=\frac{Bb(x-v_1t)}{(4w_1t+b^2)^{\frac{3}{2}}}e^{-\frac{(x-v_1t)^2}{4w_1t+b^2}}$$

III. Surface Waves.

The elementary solutions of displacements, when $\lambda=\mu$, are expressed by

$$\left.\begin{aligned} u_1 &= i\,3{\cdot}55\,Ae^{ry+i(pt-fx)-w_1h^2t} \\ v_1 &= -3{\cdot}01\,Ae^{ry+i(pt-fx)-w_1h^2t} \\ u_2 &= -i\,2{\cdot}04\,Ae^{sy+i(pt-fx)-w_2k^2t} \\ v_2 &= 5{\cdot}21\,Ae^{sy+i(pt-fx)-w_2k^2t} \end{aligned}\right\} \quad \left\{\begin{aligned} w_1 &= \frac{\lambda'+2\mu'}{2\rho} \\ w_2 &= \frac{\mu'}{2\rho} \\ h^2 &= \frac{\rho p^2}{\lambda+2\mu} \\ k^2 &= \frac{\rho p^2}{\mu} \\ r^2 &= f^2-h^2 \\ s^2 &= f^2-k^2 \end{aligned}\right.$$

Here the boundary conditions are given by

$$\left.\begin{aligned} &\lambda\Delta+2\mu\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial t}\left(\lambda'\Delta+2\mu'\frac{\partial v}{\partial y}\right)=0 \\ &\mu\left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right)+\mu'\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right)=0 \end{aligned}\right\} \quad \text{on } y=0$$

If $\frac{\lambda}{\mu}=\frac{\lambda'}{\mu'}$, the above boundary conditions are satisfied.

We put now $r=\cdot 847f$, $s=\cdot 393f$, $w_1h^2=\cdot 845f^2w_2$ and $w_2k^2=\cdot 845f^2w_2$.

The elementary solutions are thus given by

$$\left.\begin{aligned} v &= v_1+v_2=(-3{\cdot}01\,e^{\cdot 874fy-\cdot 845\,w_2f^2t}+5{\cdot}21\,e^{\cdot 393fy-\cdot 845\,w_2f^2t})\,Ae^{i(pt-fx)} \\ u &= u_1+u_2=i(3{\cdot}55\,e^{\cdot 847fy-\cdot 845\,w_2f^2t}-2{\cdot}04\,e^{\cdot 393fy-\cdot 845\,w_2f^2t})\,Ae^{i(pt-fx)} \end{aligned}\right\}$$

Generalising this, we obtain for the initial disturbance $v=\rho(x)$ ou $y=0$,

$$\left.\begin{aligned} v &= \frac{1}{2{\cdot}20\pi}\int_0^\infty df\cos fvt\,e^{-\cdot 845\,w_2tf^2}(-3{\cdot}01\,e^{\cdot 847fy}+5{\cdot}21\,e^{\cdot 393fy})\int_{-\infty}^{\infty}\varphi(\lambda)\cos f(x-\lambda)d\lambda \\ u &= \frac{1}{2{\cdot}20\pi}\int_0^\infty df\cos fvt\,e^{-\cdot 845\,w_2tf^2}(3{\cdot}55e^{\cdot 847fy}-2{\cdot}04e^{\cdot 393fy})\int_{-\infty}^{\infty}\varphi(\lambda)\sin f(x-\lambda)\,d\lambda \end{aligned}\right\}$$

1) If $\varphi(\lambda)=\frac{Ba^2}{b^2+\lambda^2}$, we have the integrals

$$\left.\begin{aligned} v&=\frac{Ba}{2\cdot 20\,b}\int_0^\infty e^{-\cdot 845\,w_2tf^2}\,(-3\cdot 01\,e^{(\cdot 847\,yf-bf)}+5\cdot 21\,e^{(\cdot 393\,yf-bf)})\cos fx\cos fvt\,df\\ u&=\frac{Ba^2}{2\cdot 20\,b}\int_0^\infty e^{-\cdot 845\,w_2tf^2}\,(3\cdot 55\,e^{(\cdot 847\,yf-bf)}-2\cdot 04\,e^{(\cdot 393\,yf-bf)})\sin fx\cos fvt\,df \end{aligned}\right\}$$

2) If $\varphi(\lambda)=\dfrac{Ba\lambda}{b^2+\lambda^2}$, we get the integrals

$$\left.\begin{aligned} v&=\frac{Ba}{2\cdot 20}\int_0^\infty e^{-\cdot 845\,w_2tf^2}\,(-3\cdot 01\,e^{(\cdot 847\,yf-bf)}+5\cdot 21\,e^{(\cdot 393\,yf-bf)})\sin fx\cos fvt\,df\\ u&=\frac{-Ba}{2\cdot 20}\int_0^\infty e^{-\cdot 845\,w_2tf^2}\,(3\cdot 55\,e^{(\cdot 847\,yf-bf)}-2\cdot 04\,e^{(\cdot 394\,yf-bf)})\cos fx\cos fvt\,df \end{aligned}\right\}$$

When $w_2=0$, both integrals, 1) and 2), can be easily evaluated. The exact integrals, when $w_2\neq 0$, are left for furthur study.

IV. Propagation of Dilatational Waves in Two Dimensions.

The equation of motion is expressed by

$$\left[(\lambda+2\mu)+(\lambda'+2\mu')\frac{\partial}{\partial t}\right]\nabla^2 u=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$$

Putting $u=AJ_0(fr)\cos pt$, we get

$$\frac{p}{f}=-\frac{\lambda'+2\mu'}{2\rho}f\,i\pm\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$$

$$\therefore\quad u=AJ_0(fr)\,e^{-w_1f^2t}\cos fv_1t$$

Now $$\varphi(r)=\int_0^\infty J_0(fr)f\,df\int_0^\infty\varphi(\lambda)\,J_0(f\lambda)\,\lambda\,d\lambda$$

Thus

$$u=\int_0^\infty J_0(fr)\,e^{-w_1f^2t}\cos fv_1t.\,f\,df\int_0^\infty\varphi(\lambda)\,J_0(f\lambda)\,\lambda\,d\lambda$$

Put $\varphi(\lambda)=Be^{-\frac{\lambda^2}{b^2}}$, then

$$B\int_0^\infty e^{-\frac{\lambda^2}{b^2}}J_0(f\lambda)\,\lambda\,d\lambda=\frac{Bb^2}{2}\,e^{-\frac{f^2b^2}{4}}$$

Thus

$$u=\frac{Bb^2}{2}\int_0^\infty J_0(fr)\,e^{-\left(w_1t+\frac{b^2}{4}\right)f^2}\cos fv_1t.\,fdf$$

For a small value of t, we may expand the integrand and find the approximately value of this as follows:—

$$u=\frac{Bb^2}{2}\int_0^\infty\left\{f-\frac{f^3v_1^2t^2}{2!}+\frac{f^5v^4t^4}{4!}-\cdots\right\}J_0(fr)\,e^{-\left(w_1t+\frac{b}{4}\right)f^2}\,df$$

Now

$$\int_0^\infty J_0(fr)\,e^{-\left(w_1t+\frac{b}{4}\right)f^2}f^n\,df=\frac{\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)}{2\left(w_1t+\frac{b^2}{4}\right)^{\frac{n+1}{2}}}\,e^{-\frac{r^2}{w_1t+b^2}}\,{}_1F_1\left(\frac{1-n}{2};1;\frac{r^2}{4w_1t+b^2}\right.$$

and $${}_1F_1\left(\frac{1-n}{2};1;\frac{r^2}{4w_1t+b^2}\right)=1+\frac{\frac{1-n}{2}}{2!\;1.}\,\frac{r^2}{4w_1t+b^2}+\cdots.$$

Thus for small value of t, we find,

$$u=\frac{Bb^2}{4\left(w_1t+\frac{b^2}{4}\right)}\,e^{-\frac{r^2}{4w_1t+b^2}}\left(1-\frac{v_1^2t^2}{w_1t+\frac{b^2}{4}}+\cdots.\right)$$

V. Waves propagated in Beam from Fixed End.

The equation of motion of a beam is given by

$$\rho\frac{\partial^2y}{\partial t^2}+Ek^2\frac{\partial^4y}{\partial x^4}+wk^2\frac{\partial^5y}{\partial t\,\partial x^4}=0$$

where

y=lateral deflection
ρ=density
E=Young's modulus
k=radius of gyration of section of beam
w=solid viscosity corresponding to bending.

Putting $y=Ae^{-mx+ipt}+Be^{i(pt-mx)}$, we have

$$(A+B)\left(p^2-ipm^4\frac{wk^2}{\rho}-m^4\frac{Ek^2}{\rho}\right)=0$$

from which we have

$$m^4=\frac{p^2(c_1-ipc_2)}{c_1^2+p^2c_2^2}$$

or $$m\fallingdotseq\frac{\sqrt{p}}{c_1^{1/4}}-i\frac{c_2}{4c_1^{5/4}}p^{\frac{3}{2}}=m_1+im_2\ \left(m_1=\frac{\sqrt{p}}{c_1^{1/4}},\ m_2=\frac{c_2}{4c_1^{5/4}}p^{\frac{3}{2}}\fallingdotseq 0\right)$$

where $$c_1=\frac{Ek^2}{\rho}\ \text{and}\ c_2=\frac{wk^2}{\rho}$$

The solution satisfying the boundary conditions $y=a\cos pt$, $\frac{dy}{dx}=0$ at $x=0$ is of the following form, which expresses the waves propagating along the beam from the fixed and oscillating end:—

$$y=\frac{a}{\sqrt{2}}e^{-m_1x}\cos\left(pt+m_2x-\frac{\pi}{4}\right)+\frac{a}{\sqrt{2}}e^{-m_2x}\cos\left(m_1x-pt-\frac{\pi}{4}\right)$$

in which the first term of the right-hand side is the term of decay of the end condition and the second gives the propagated waves.

The solution thus found can be directly applied to the forced vibrations of the constructive materials. Because the nature of forced oscillations is naturally equivalent to that of free waves propagated from a disturbed origin.

Generalising the solution, we have

$$y=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_0^\infty dp\int_{-\infty}^{\infty}f(\lambda)\Big\{e^{-m_1x}\cos\left(p\sqrt{t-\lambda}+m_2x-\frac{\pi}{4}\right)+e^{-m_2x}\cos\left(m_1x-p\sqrt{t-\lambda}-\frac{\pi}{4}\right)\Big\}d\lambda$$

1) Putting $f(\lambda)=\frac{Ba^2}{b^2+\lambda^2}$, we get

$$y=\frac{Ba^2}{\sqrt{2\pi}}\int_0^\infty dp\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{b^2+\lambda^2}\Big\{e^{-m_1x}\cos\left(p\sqrt{t-\lambda}+m_2x-\frac{\pi}{4}\right)+e^{-m_2x}\cos\left(m_1x-p\sqrt{t-\lambda}-\frac{\pi}{4}\right)d\lambda$$

which is integrated by the definite integral, $\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\cos rx}{b^2+x^2}dx=\frac{\pi}{b}e^{-br}$, in the form

$$y=\frac{Ba^2}{\sqrt{2}\,b}\int_0^\infty\Big\{e^{-(m_1x+pb)}\cos\left(pt+m_2x-\frac{\pi}{4}\right)+e^{-(m_2x+pb)}\cos\left(m_1x-pt-\frac{\pi}{4}\right)dp$$

For a small value of t, we may put the integral, as before, in the form,

$$y=\frac{Ba^2}{2b}\int_0^\infty\Big[\Big(1-m_1x+\frac{m_1^2x^2}{2!}-..\Big)\Big(1+m_2x-\frac{m_2^2x^2}{2!}-..\Big)e^{-pb}\cos pt$$
$$+\Big(1-m_1x+\frac{m_1^2x^2}{2!}-..\Big)\Big(1-m_2x-\frac{m_2^2x^2}{2!}+..\Big)e^{-pb}\sin pt$$
$$+\Big(1-m_2x+\frac{m_2^2x^2}{2!}-..\Big)\Big(1+m_1x-\frac{m_1^2x^2}{2!}-..\Big)e^{-pb}\cos pt$$
$$-\Big(1-m_2x+\frac{m_2^2x^2}{2!}-..\Big)\Big(1-m_1x-\frac{m_1^2x^2}{2!}+..\Big)e^{-pb}\sin pt\Big]dp$$

Taking to the second order of x, we obtain

$$y=\frac{Ba^2}{2b}\int_0^\infty\Big[\Big(2+\frac{c_2}{2c_1^{3/2}}p^2x^2\Big)e^{-pb}\cos pt+\Big(\frac{p}{\sqrt{c_1}}-\frac{c_2p^3}{16c_1^{5/2}}\Big)x^2e^{-pb}\sin pt\Big]dp$$

Integrating we have

$$y=\frac{Ba^2}{b^2+t^2}\Big[1+\frac{x^2}{\sqrt{c_1}\,(b^2+t^2)}\Big\{t+\frac{c_2}{2c_1}\frac{b^2-3t^2}{b^2+t^2}-\frac{3}{4}\Big(\frac{c_2}{c_1}\Big)^2\frac{t(b^2-t^2)}{(b^2+t^2)^2}\Big\}\Big]$$

2) Writing $f(\lambda)=\dfrac{Ba\lambda}{b^2+\lambda^2}$, we have

$$y=\frac{Ba}{\sqrt{2\pi}}\int_0^\infty dp\int_{-\infty}^\infty\frac{\lambda}{b^2+\lambda^2}\Big\{e^{-m_1x}\cos\Big(p\sqrt{t-\lambda}+m_2x-\frac{\pi}{4}\Big)$$
$$+e^{-m_2x}\cos\Big(m_1x-p\sqrt{t-\lambda}-\frac{\pi}{4}\Big)\Big\}d\lambda$$

As $\displaystyle\int_{-\infty}^\infty\frac{x\sin rx}{b^2+\lambda^2}dx=\pi e^{-br}$, we get

$$y=\frac{Ba}{\sqrt{2\pi}}\int_0^\infty\Big[e^{-(m_1x+pb)}\sin\Big(pt+m_2x-\frac{\pi}{4}\Big)$$
$$-e^{-(m_2x+pb)}\sin\Big(m_1x-pt-\frac{\pi}{4}\Big)\Big]dp$$

Similarly as before, we get

$$y=\frac{Ba}{2}\int_0^\infty\Big[(m_2^2-m_1^2)x^2e^{-pb}\cos pt+(2+2m_1m_2x^2)e^{-pb}\sin pt\Big]dp$$

and finally we obtain

$$y=\frac{Ba}{b^2+t^2}\Big[t+\frac{x^2}{\sqrt{c_1}\,(b^2+t^2)}\Big\{\frac{b^2-t^2}{2}+\frac{c_2}{2c_1}\frac{t(3b^2-t^2)}{b^2+t^2}-\frac{3}{4}\Big(\frac{c_2}{c_1}\Big)^2\frac{(b^4-6b^2t^2+t^4)}{(b^2+t^2)^2}\Big\}\Big]$$

We have seen that arbitrary tremors transmitted along a beam from a fixed end shows dispersive nature and that, by the above method of investigation of propagated waves, the problem of the forced oscillation of constructive materials can be solved without difficulty. Another important problem is that of a beam subjected to a suddenly applied load; empirical methods of attacking "shock" can thus be taken place by this purely analytical method.

VI. Résumé.

We have now obtained some results having theoretical interest, by a purely mathematical analysis. The essential parts can be summed up as follows:—

1) However sharp the initial form of disturbance may be, the pulses in visco-elastic solid bodies take gradually flat forms, their apparent wave length being prolonged.

2) The law of "pull and push" in seismology is applicable even to very complicated cases of the disturbances.

3) By the use of the equations of free waves in elastic bodies the problem of forced vibrations of constructive materials can be solved without difficulty.

4) Using the equation of pulses in visco-elastic solid bodies, the problem of "shock" can be easily analysed by a purely mathematical method.

In concluding this paper the author's sincere thanks is due to Professor Suyehiro for his kind advice and suggestion.

June, 1927.

Experimental Studies on Elastic Waves (Part 1)

By

Torahiko TERADA and Chûji TSUBOI

Earthquake Research Institute

彈性波の實驗 (第一報)

所員 寺田寅彦

所員 坪井忠二

地震學上の諸問題で、實驗物理的の研究を要するものが多數にあるに拘らず、從來此の方面の研究が餘り進んで居ない樣に見える。地震波傳播に關する諸問題も其例である。此方面の理論的の諸問題は從來偶然有數な數理物理學者の興味をひいた爲、可也な發展をしたやうであるが、元來簡單な彈性方則に基礎を置いた理論を、地殼の如きものに應用した場合に、如何なる程度まで適用され得るかといふ事に就いては疑を挿む餘地がある。それで若し不完全な彈性を有する物質に就いて、純實驗的に波動傳播に關する諸現象を研究して、一方では此れを從來の理論と對照し、又一方では地震波の實測の結果と比較すれば、此れによつて地殼の彈性に關して何等かの新しい知識を得る事が出來る見込があるかと思はれる。

又應用地震學の方面でも、例へば地震による建物の搖動に關する諸問題、地表の微動に對する溝や堀の效果などでも、理論的には甚だ困難なものが、容易に實驗によつて解決せらるゝ場合が多からうと思ふ。

以上の樣な考から彈性波に關する實驗を始める事にしたのであるが、未だ始めたばかりで、豫備的の粗雜な方法により大體の見當をつけたに過ぎない。

以下に報告する實驗の諸考案は主に坪井君のものであり、其の遂行は同君と助手矢田君によつてなされたものである。それで以下の報告も坪井君の筆を煩はし、自分は唯玆で紹介の辭を述べるに止めた。 寺田寅彦

此の實驗の目的に副ふものとして、第一に用ひた媒質は寒天である。先づ實驗の準備として、寒天の彈性の常數の大體の値を測つたが、其の結果、ヤングの彈性率は 2.0×10^5 c.g.s. ポアソンの比は 0·47 といふ値を得た。之から計算すると、每秒數十回振動する源から生ずる彈性波の波長は、數センチメートル乃至十數センチメートルの桁になるので、實驗に使ふ寒天の容器は、之に適當する大きさに作つた。振動の源としては、鐵の球を寒天の中に埋めたものを使ひ、其の上に近付けた電磁石に交流を通して、その球を振動させる樣にした。併し、之では一定の振動數のものだけしか得られないので、寒天の中に埋めた眞鍮の棒を電氣モートルに取付けたエキセントリック、ホイールで動かす樣にし、電氣抵抗でモートルの廻轉數を加減する事によつて、種々の振動數の振動を得る工夫もした。

かうして生じた振動を觀測するには、寒天の表面に小さい鏡を並べて之に光をあてて、鏡から反射して出來る像の振動する有樣を見る方法を採つた。寒天の容器の側面や底から波が反射するのを防ぐ爲には、其處に綿を充分厚く敷いて、之によつてダンプさせる方法を採り、尙實際、反射が此れによつて防がれると云ふ事も實驗で確めた。

始め注目したのは表面波であつて、深さが增すと共に、其の振幅は、理論が要求するのと殆んど同じ樣に減少して居るのを見た。寒天を切つて崖を作ると、其の緣で波が反射して、定常波が出來る事、併し、反射が不完全である爲に節にあたる所も相當の振幅を持つて居る事などを明にし、此の振幅から反射の良否の程度を定め得る事を示した。次に堀を掘つて、其の對岸の振動を減少させる事を調べ、波長の數分の一の幅や深さの堀によつても、對岸の振幅を著しく減少させる事が出來る事を示した。しかも、一定の大きさの堀は、或るきまつた波長の波をさへぎるのに都合がよい事、即對岸の振幅が、此の波長に對して極小になる事が明になつた。同時に、前に述べた堀の緣での反射の程度が、此の波長に對して極大になる事が解つたので、堀が波をさへぎるメカニズムが多少明にされた。それから、媒質に半ば埋まつて居る物體が、來る波に適應して如何に動くかと云ふ事も實驗したが、未だはつきりした結論は得られて居ない。

1. Introduction.

Among the diverse fields of researches in the domain of seismology, those quarters which may be effectively explored within the walls of a physical laboratory by the hands of experimental physicists, seem to have been unduly neglected. The cause of the neglect seems, in our opinion, to have been an accidental one, neither due to the essential futility of the attempt nor due to any practical difficulty of the method. Late Professor Kusakabe's research on the elastic properties of rocks may be mentioned as a beautiful example of the possibilities in this direction.

Problems of seismology awaiting thorough experimental studies are numerous. However, those connected with the propagation of elastic waves seem to form a category which is one of the most inviting and most promising. The problems of seismic waves have hitherto been the favourable topics of many eminent mathematical physicists and we owe, indeed, a lot of interesting acquirements of modern seismology to their labours. We may, however, scarcely assume that the mathematical theory of elasticity based on the most simple assumption on the elastic property of matter may be applied in all its consequence to the actual wave phenomena in the earth crust, especially because we are still in profound ignorance respecting the elastic properties and the structure even of its most superficial layer. In view of

these considerations, it seems not quite superfluous to carry out a more or less systematic study on the various phenomena of elastic waves, from a purely experimental point of view, especially with a substance which may show marked deviations from the perfect elasticity. We may compare the results of such experiments, on one hand, with the outcomes of the theories and, on the other hand, with the facts of observations of actual earthquakes. By these means, it may be hoped, we may come across some clues for elucidating the actual properties and structures of the crust. Moreover, by means of various model experiments, we may solve comparatively easily a number of problems concerning the nature and mechanism of earthquake origins which may appear to surpass the power of mathematical analysis. Ample fields of useful researches are also in prospect in the domain of practical seismology.

Our present attempt is merely a preparation for the first step in the direction above pointed out. The experiments[1] which will be briefly described in the following are of a preliminary nature carried out for the purpose of sheer orientation. T. Terada.

2. Physical Properties of Agar-agar.

As a suitable substance for studying the propagation of elastic waves, agar-agar was firstly chosen. Besides its deviation from the perfect elasticity, this substance has many favourable properties for the objects of the present experiment.

In order to determine the proper size of the vessel for containing this medium, its elastic constants[2] are needed. For this purpose, Young's modulus and Poisson's ratio were determined, both of which are easily measurable.

With the sample of agar-agar to be used in the determination, a test piece was made in the form of a circular cylinder. For this purpose, a solution of agar-agar was poured into a hollow circular cylinder of glass of a suitable size, placed upon a plane glass plate, and was there solidified. The solidified mass was taken out of the glass cylinder and placed on the brass

(1) The designs of the apparatuses and the methods of experiments as well as the discussions of the results are chiefly due to Tsuboi. The experiments were carried out by the able assistance of Mr. Y. Yada of the Institute.

(2) It is of course doubtful whether the usual word "elastic constant" may have any strict meaning for such a substance as agar-agar. Here, the word is used only in its approximate sense.

plate of the measuring apparatus. The arrangement for measuring the elastic constants is shown in Fig. 1, in which S is a spherometer, G a thin glass plate, K the agar cylinder, W weights, and A aluminium plate.

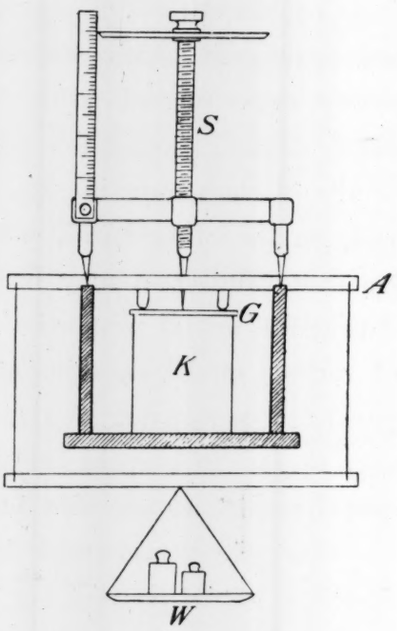


Fig. 1.

A suitable series of weights was placed on the aluminium pan below. The corresponding depression in height and the lateral expansion at about the middle height of the agar cylinder were measured by the spherometer and a micrometer screw gauge respectively. The micrometer screw gauge is not shown in the figure. From these two readings, Young's modulus and Poisson's ratio were calculated. Their values, for example, for a sample of agar-agar of 1.2 % are:

$$\text{Young's modulus} = E = 2.0 \times 10^5 \text{ c.g.s.}$$
$$\text{Poisson's ratio} = \sigma = 0.47.$$

These values, of course, depend on temperature,[1] but this will not matter much in the present degree of accuracy of our experiment. Then, from the ordinary formula, the velocities of elastic waves were estimated; the results are:

$$\text{Longitudinal Wave} \quad V_l = \sqrt{\frac{E}{\rho}\frac{1-\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}} = 1096 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$$

$$\text{Transverse Wave} \quad V_t = \sqrt{\frac{E}{\rho}\frac{1}{2(1+\sigma)}} = 261 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$$

where ρ is the density of the medium which is approximately 1.1 in this case.

The velocities of the elastic waves being of such magnitude as obtained above, their wave lengths will range from a few cm. to 10 cm., according as the frequency of the vibration is several ten times in a second. Thus a vessel 50 cm. in length will contain from 5 to 10 waves. The actual vessel used in the present experiment was 50 cm. in length, 25 cm. in depth, and 20 cm. in width.

(1) H. J. Poole, Trans. Faraday Soc., **22** (1926), 82.

In summer, agar is liable to putrefaction but this can be easily avoided by mixing a small quantity of mercury bichloride in the medium.

From the surface of the solidified agar, the constituent water constantly evaporates, thus causing slight changes in the values of the elastic constants and the density of the medium. Many trials have been made to keep away this evaporation. The surface of the medium was oiled, for example, but the attempt proved to be unsuccessful for the purpose. The effect of evaporation of the constituent water on the elastic constants and the density of the medium is, however, so small that it will matter little for the present purpose of our experiments.

3. Source of Vibration.

A small electromagnet fed by an alternating current of 50 cycles was used to excite the origin of the vibration in the medium. An iron sphere about 1 cm. in diameter which was imbedded at a certain depth from the surface of the medium, was set in vertical vibration under the influence of this electromagnet. The frequency of the vibration of the sphere is 50 or 100 times in a second according as it is magnetised or not respectively. By this method, however, a vibration of a definite frequency can only be produced. When the frequency of vibration is needed to be varied, as was actually the case, another method should be devised. For this purpose, an eccentric wheel driven by a *D.C.* shunt motor was used. A brass rod of about 1 cm. in diameter which was horizontally imbedded in the medium was set in vertical vibration by the eccentric wheel. (Fig. 2.) The lateral vibration of this source was avoided by means of a suitable guide. By adjusting the electric resistance, potentiometrically connected in the circuit of the motor as is shown in Fig. 2, the revolution of the motor could be varied at will from 0 to 2000 times per minutes. The constancy of the revolution velocity of this kind of electric motor proved to be a very favourable property to be used as a source of vibration.

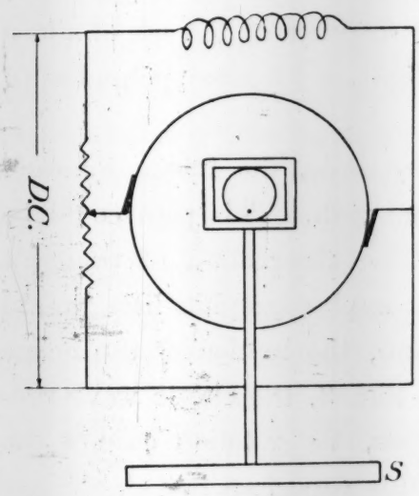


Fig. 2.

4. Method of Observation.

An optical method was used for observing the vibrations thus produced in the medium. The general scheme of arrangements is shown in Fig. 3, in which S is a light source, M reflecting mirrors, m small mirrors, K the agar

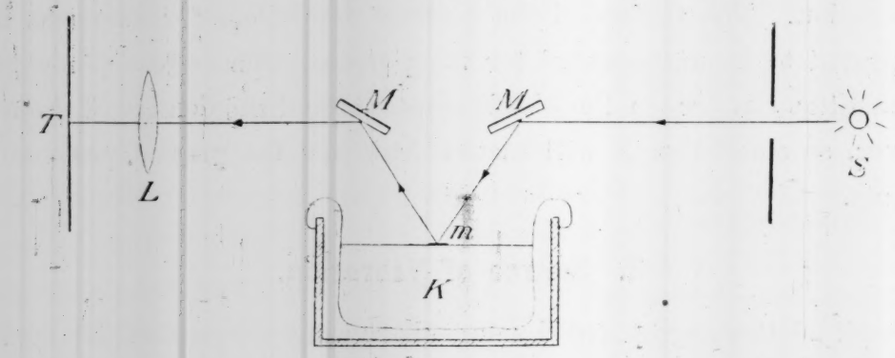


Fig. 3.

mass, L a lens, and T a frosted glass plate. A number of small mirrors m were placed on the surface of the medium along a straight line and illuminated by light from a point source. Light reflected by these mirrors was forcussed by means of the lens L on the screen T. The image due to each mirror vibrates according to the vibration of the medium. The mirrors placed on the surface of the medium were a few mm. square in their area and a few tenth of mm. in their thickness, so that it is almost at once evident that they follow the vibration of the medium faithfully. Instead of the plane mirrors, concave ones may conveniently be used, for they dispence of the use of a lens for forcussing the images. As the source of light, a tungsten pointolite of Tôkyô Electric Company was used.

After the vibration has attained the stationary state, the image by each mirror will repeatedly describe one and the same path. This path could be traced with a pencil upon a tracing paper. For the observation of transient phenomena, however, the screen was replaced by a photographic film wound around a cylindrical drum. By rotating the drum, the motion of the image of the mirror was recorded on the film. If, in Fig. 3, the elastic wave propagates perpendicularly to the plane of the paper, the rotation axis of the small mirrors would be parallel to the plane of this paper, so that the images vibrate perpendicularly to this plane. The amplitude of the vibration of the image by the mirror is proportional to its inclination.

5. Boundary Conditions.

It is of utmost importance in the present experiment to get free from the reflection of the waves at the sides and at the bottom of the vessel. For this purpose, pads of cotton wool were spread at the sides and at the bottom of the vessel to a sufficient thickness. A sheet of absorbent cotton was further spread upon the ordinary cotton. By these arrangements, the abrupt change in the density at the boundary of the medium was practically excluded.

That no sensible reflection of elastic wave takes place at the sides or at the bottom of the vessel was ascertained by the following experiment. Two mirrors were placed on the surface of the agar mass at different distances from the source of vibration, and the elastic wave was suddenly made to propagate from the source. If a sensible reflection of the wave is actually present, some different phase, other than the direct progressive wave from the source, must appear in the records of the vibrations of the images of these mirrors. But this was not the case. In the neighbourhood of the walls of the vessel, however, the motion of the medium is somewhat constrained, so that the mirrors should be placed at a sufficient distance from the walls of the vessel to study the unconstrained motion of the medium.

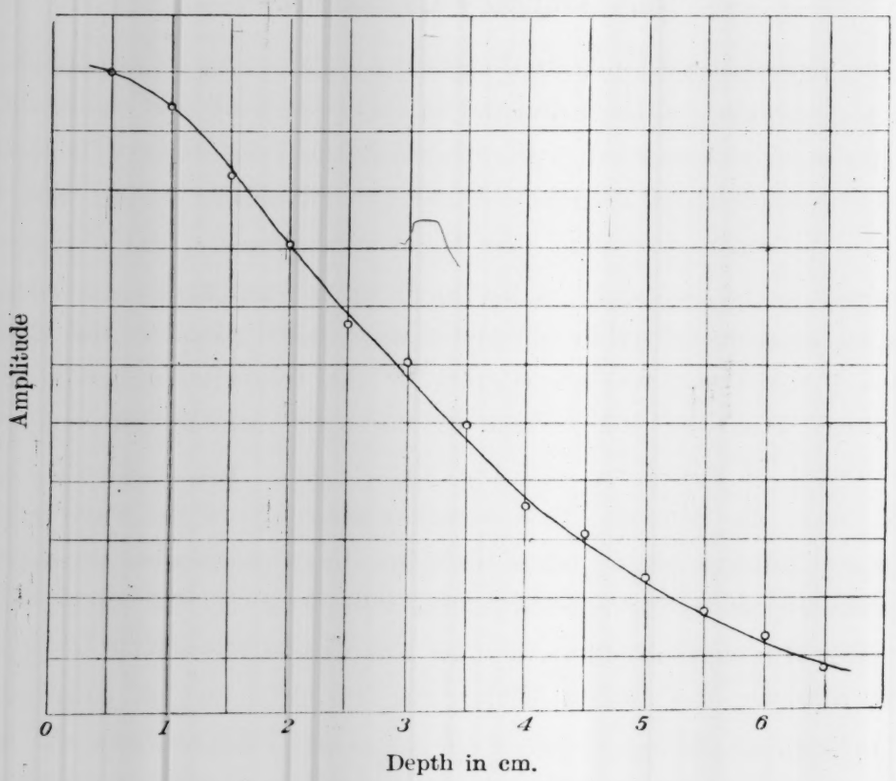
6. The Variation of the Amplitude of Vibration with Depth.

Whether the wave now under discussion is really a surface wave or not is the next question to be determined. For this purpose, the variation of the amplitude of vibration with depth was investigated. A vessel was specially constructed for this purpose, of which the side walls could be removed after the medium was solidified. After removing the side walls, pieces of very thin and short hair wire were stuck horizontally on the side face of the medium at every half cm. of depth. Their amplitudes of vibration were measured by a telescope fitted with a micrometer gauge. The results of the measurements are shown in Table 1 and graphically in Fig. 4.

TABLE 1.

Depth (cm.)	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0	5.5	6.0	6.5
Amplitude	100	94.2	82.2	70.5	57.0	50.0	39.8	25.8	21.3	13.3	7.0	3.0	0.8

Fig. 4.



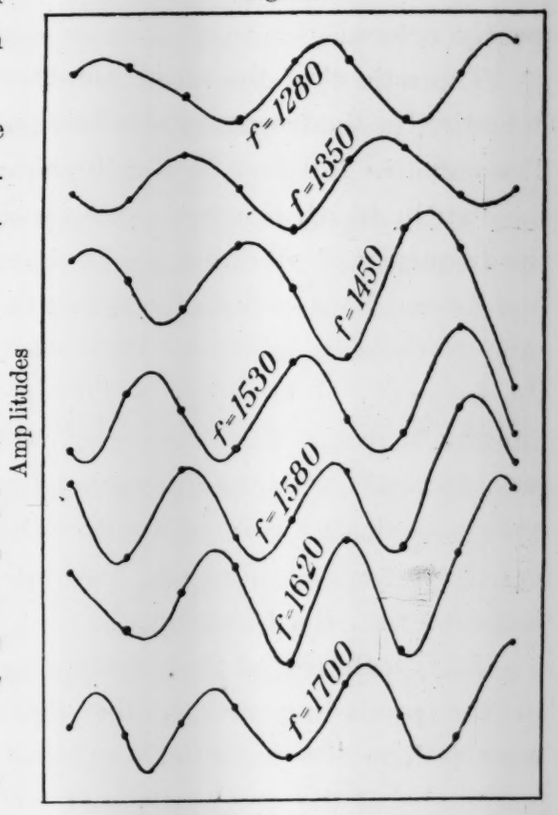
In the table, the amplitude of vibration at the depth of 0.5 cm. was taken to be 100, and the amplitudes at any depth were represented in their percentage values as compared with that at 0.5 cm. The relation between the depth and the amplitude of vibration above obtained is exactly what is expected if the wave generated is a surface one. The depth of the medium in this case was about 20 cm., whereas the amplitude of vibration at the depth of 10 cm. is practically zero. This fact is sufficient to prove that the bottom has no sensible influence on the propagation of elastic waves along the surface of the medium.

7. Experiments Regarding the Reflection of Waves at the Edge of a Cliff.

The source of the waves in this case was line-shaped, vibrating vertically by means of an eccentric wheel. The edge of the cliff was parallel to the source of vibration. Small mirrors were placed at every cm. from the source up to the edge of the cliff and their amplitudes of vibrations were measured.

By changing the frequency of the vibration, the amplitude distribution is consequently altered. The results shown in Fig. 5, are typical of the several cases examned. The distance between the source and the edge of the cliff in this case was 23 cm.

Ffg. 5.



As is evident from the result, the stationary wave is taking place. Suppose the progressive wave to be rapresented by

$$y_1 = A \sin (x - vt)$$

and the retrogressive wave by

$$y_2 = B \sin (x + vt)$$

where x-axis is parallel to the direction of the propagation of the wave, v the velocity of the wave, and t the time. At the edge of the cliff, the wave is imperfectly reflected, so that $A = B + C$ where $C > 0$.

The resultant motion of the waves will be

$$y = C \sin (x - vt) + 2B \sin x \cos vt.$$

Therefore the amplitude of the resultant vibration will depend on the value of x through the relation

$$y_0 = C + 2B|\sin x|$$

The nodes of vibration are not exactly at rest.

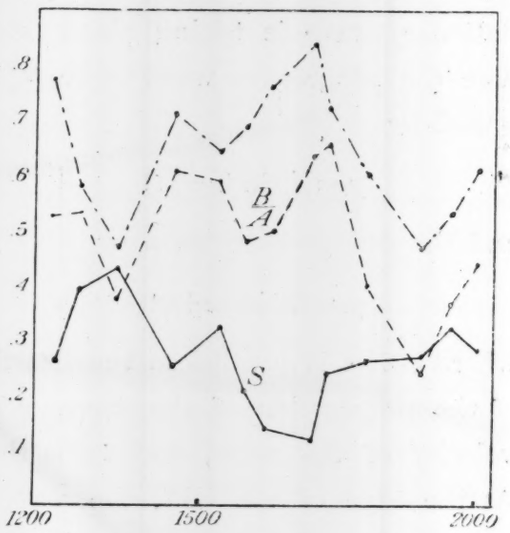
8. Experiments Regarding the Effect of a Canal as a Screen for Waves.

In connection with the experiments of the preceeding article, the effect of a canal as a screen for waves was investigated. This problem has some practical interest because a hint may be drawn from the results of the experiments regarding the possibilities of screening off the actual waves on ground due to earthquakes or traffic disturbances by a suitable canal.

A rectangular canal which was 5 cm. deep and 2 cm. wide was dug parallel to the direction of the line source so as to obstruct the propagation of the waves. In the opposite side of the canal, the amplitudes of vibration is greatly reduced.

The ratio S of the mean amplitudes on both sides of the canal varies according to the frequency of vibration. The curve in full line of Fig. 6 shows the way in which this ratio varies with the frequency of vibration.

Fig. 6.



As can be seen from the figure, the ratio S takes its minimum value when the frequency of vibration is 1700 per minutes. Below this frequency, the ratio decreases with the increasing frequency, and after this minimum value has been passed, however, the ratio increases with the frequency.

Like in the case of the cliff described in the preceeding article, the elastic wave is here also imperfectly reflected at the edge of the canal. The resultant amplitudes of the progressive and retrogressive waves are

$$y_0 = C + 2B|\sin x|$$

using the same notation as the preceeding article.

In the experiments, C and $C+2B$ are directly measurable, so that the amplitude of the incident wave $A=B+C$ will at once be deduced.

The ratio $\frac{B}{A}$ will, at any rate, be a measure of the efficacy of the edge of the canal in reflecting the incident wave. The curve in broken line of Fig. 6 shows the ratio $\frac{B}{A}$ thus obtained as the function of the frequency of the vibration.

As can be seen from the figure, the ratio $\frac{B}{A}$ takes its maximum value at the same frequency at which the amplitude of vibration at the opposite side of the canal takes its minimum value.

The curve in chain line of Fig. 6 shows the relative value of the reflect-

ing power $\frac{B}{A}$ as compared to the sum $S+\frac{B}{A}$. Some irregularities seen in the $\frac{B}{A}$ curve are here very much smoothed out.

A part of the energy of the incident wave is transmitted to the opposite side of the canal and another part is reflected backwards at the edge of the cliff. The proportion in which the energy of the incident wave is divided into these two parts depends on the relative magnitude of the canal with respect to the wave length, and there is a definite optimum width and depth of the canal for screening off a wave of a definite wave length.

How this optimum size of the canal is determined for a given wave length is not yet certain.

9. The Vibration of Wooden Block Half Imbedded in the Medium.

Rectangular pieces of wood of different sizes were half imbedded on the surface of the medium. Minute mirrors were stuck on these pieces. By observing the vibrations of the images of these mirrors, the mode was studied in which such an imbedded block behaves under the action of an incident wave. One of the record thus taken is reproduced in Fig. 7. The series of

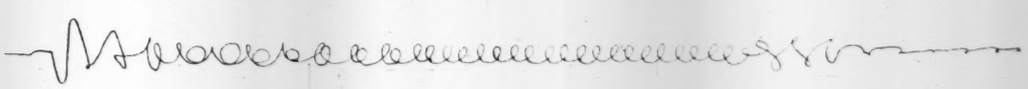


Fig. 7.

small spots in the figure are time marks indicating every $\frac{1}{50}$ of a second. As can be seen from the figure, the vibration of the wooden pieces with its own rocking period predominates at the beginning of the vibration. After some time, this vibration continuously damps away, and the state of forced oscillation comes in turn. When the incident wave ends, the piece comes to rest after some vibrations with its own rocking period. These experiments are intimately connected with the practical problems regarding the rocking vibration of the pedestal of a seismograph or that of a rigid building imbedded in a weak ground in the case of an earthquake. The experiments are now going on to study what change in the mode of vibration takes place when the wave length is gradually changed relative to the magnitude of the wooden piece.

(to be continued.)

On a Zone of Islands Fringing the Japan Sea Coast— with a Discussion on its Possible Origin

By

Torahiko TERADA

日本海沿岸の島列に就て

所員 寺田寅彦

梗概

(1) 日本海岸から數十粁の距離に分布された島列の存在する事、此れに相當する島列が大平洋側には缺けて居る事實を指摘した。

(2) 陸岸から島への距離の統計的分布を調べて見ると若干の規則的分布があるらしく見える。更に半島や淺瀬をも「島」と見做して此等全體の分布曲線を作つた。其結果として等間隔な週期的の「島帶」があるらしく考へられる。

(3) 上記の事實の地球物理學的の意義を考察する爲の一つの試みとして大陸移動説の立場から此現象の生因を解釋して見た。此試みの結果は稍有望らしく見える。

(4) 日本に於ける玄武岩及び硅藻土の分布を調べ、此れが上記の假説に對して如何なる意義をもち得べきかを考察して見た。

(5) 上記の假説が人類學上の問題や、本邦氷河期の有無に關する問題にも連關し得べき可能性に論及した。

(6) 以太利其他の沿岸島列に就て上記島列との類例を求め、其等に就ても同樣の統計的分布の認められる事を述べた。

(7) 此の問題に關して行つた實驗の結果と其の應用に就ては次回に報告するつもりである。

On the occasion of the last destructive earthquake[1] in the Province of Tango, March 7, 1927, two conspicuous lines of faults have been formed which run nearly perpendicular to each other as shown in Fig. 1.[1] These fault lines, together with the narrow inlet of the Bay of Miyadu and the nearly rectangular coast lines of Oku-Tango Peninsula, mark out a rectangular or pentagonal block of the earth crust. The geometrical or topographical relations of these conspicuous tectonic lines suggest the existence of a physical unit of the crust

(1) The faults are copied from Prof. Yamasaki's paper cited below.

Fig. 1. Oku-Tango Peninsula. Faults caused by the recent earthquake are shown. The broken lines are drawn for a schematical representation of the hypothetical "block."

indicated by these lines of demarcation. It has been confirmed[1] by Prof. Imamura, Prof. Yamasaki and many others that at the fault line forming the western side of the above block, the land on its west side is shifted southwards with respect to the land on its east side. Thus, relatively speaking, the crustal movement in the horizontal direction has been such that the above mentioned rectangular Oku-Tango Block was shifted toward the Japan Sea *relative* to the western district apparently bound to the main land of Japan. As a matter of fact, the shock of the earthquake has been most strongly felt on the western side of the fault line and the apparent upheaval of land has also been confirmed on the coast lying on the western side of the same fault. These facts are, however, by no means against the hypothesis that the earthquake is connected with the crustal deformation tending to strip the Oku-Tango Peninsula off the main land toward the Japan Sea. The so-called "rebound theory" which has found many substantial supports, especially from the results of the geodetic survey with respect to the San Francisco earthquake of 1906, may here be applied. It is of no wonder, if a block of an elastic body stripped off from its margin would remain comparatively intact while the margin of the main body, from which the piece was torn away, may show conspicuous fractures and also a general deformation referred to the much strained state of equilibrium existing just before the sudden rupture.

The working hypothesis here proposed to the effect that there is at this

(2) N. Yamasaki and F. Tada, Proc. Imp. Acad., **3** (1927), No. 4. T. Ogawa, Chikyu, **7** (1927), 421. Shintaro Nakamura, Chikyu, **7** (1927), 260, 431. S. Kunitomi, J. Met. Soc. Jap., [ii] **5** (1927), 43.

moment prevailing a state of tension directed NW-SE on the Japan Sea side may find support from many sides, if we once accept any view according to which the garland islands of the Far East had once formed the marginal strips of the continent and subsequently been separated from the continent by a differential movement along the mobile substratum. There is of no need of referring to any particular school of geodynamics regarding the actual mechanisms of the motion, as far as the present stand point is concerned.[1] It suffices to assume that the Japan Arc has been formed by its motion relative to the continent in such a sense as to widen the breadth of the Japan Sea. This last view follows naturally if we could once assume, with many geophysicists and geologists, the essential difference in physical properties of the earth crust on land and deep sea.

Again, the opinion seems to be common to many seismologists that the vertical displacements of land revealed on the occasions of earthquakes are mostly in the same sense as those secular crustal movements of large extent dating back to the geological ages and contributing to the formation of the present relief of the crust. Thus, an earthquake may be said to be a small step towards the goal to which the crust has been on march through millions of forgotten years. If such be the case with the vertical movement, the same may also hold with the horizontal displacement of land. Then, on the reversed way of reasoning we may obtain a hint on the possible sense of the secular relative horizontal movement or deformation of a certain region from the sense of the minor relative displacement revealed on both sides of a fault line produced on the occasion of a severe earthquake.

The above reasoning is of course only of a tentative nature. It has, however, served as a kind of working hypothesis for the present author in carrying out the following investigation and he may be excused if he would dwell perhaps too long on these points.

If the conjecture above described be in some measure correct and the Tango Peninsula is actually *tending* to come off the main land to drift away into the heart of the Japan Sea, we may naturally seek for other examples of similar pieces of land which are being separated, or have already been separated from the main land on account of the same cause prevailing on its same side.

(1) The present author's view on this point has been published in a paper "On the Geophysical Significance of the Kwantô Earthquake" (Japanese), Publ. E.I.C., 100 B (1925), 63.

In this respect, we may point out here a rather remarkable fact that there exists actually a train or zone of over fifteen islands (or groups of islands) along the Japan Sea coast of Kyûsyû, Honsyû and Hokkaidô, distributed within a zone of distance 20–70 km. from the nearest coast of land, as shown in Table I below and marked by ○ in Fig. 2.

TABLE I.

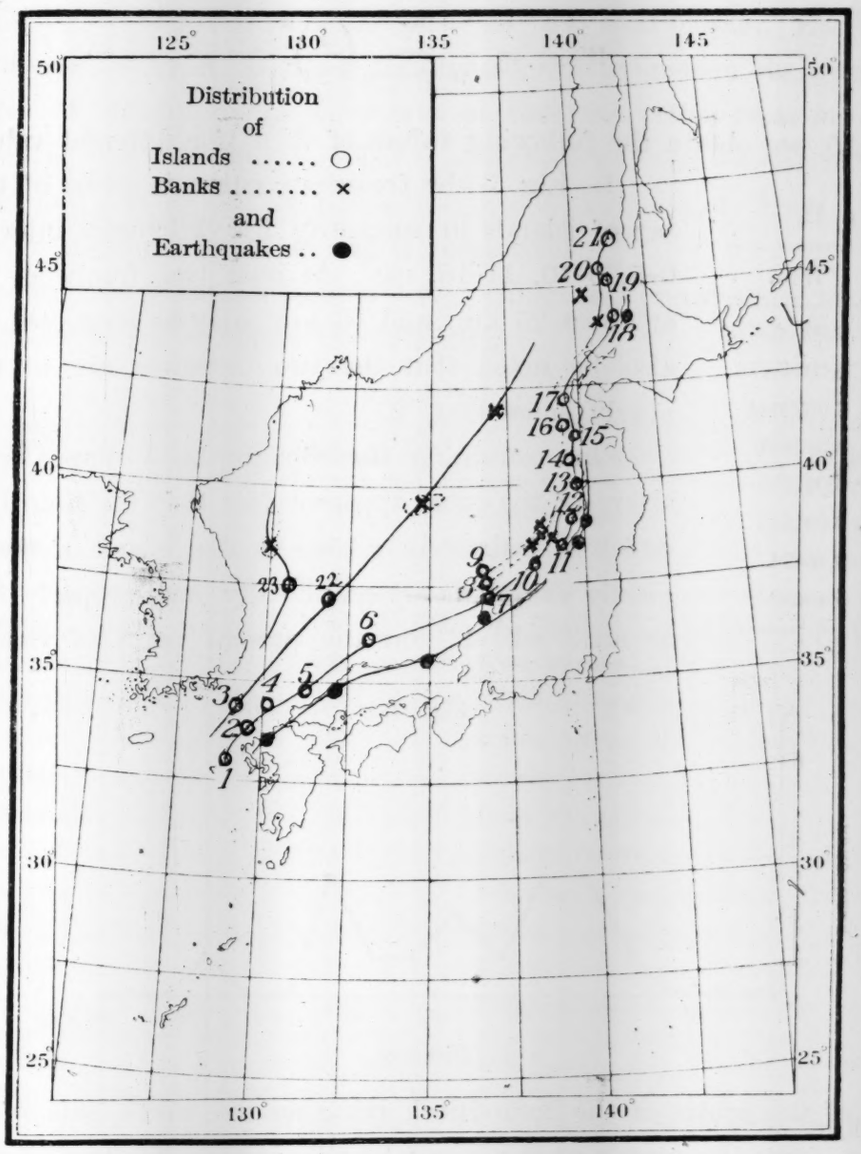
Island or Is. Group	Distance		
	Shortest	Largest	Mean
Iki	21	37	29
Okinosima	54	56	55
Misima	38	42	40
Oki	45	86	66
Nanatuzima	20	24	22
Hekurazima	44	45	45
Aozima (Awasima)	22	24	23
Tobizima	29	31	30
Kyûrokuzima	32	32	32
Ozima-Kozima	23	24	24
Ozima-Oosima	50	54	52
Okusiri	13	25	19
Yakisiri, Teure	22	31	27
Risiri, Rebun	20	59	40
Todomosiri	49	55	52
Mean	32.2	43.3	37.9

(In this Table, the "largest" distance is the distance between the nearest point on the land coast and the furthest point of the island measured from the above point. Small groups of rocks or reefs accompanying the islands are put out of account for the present. The distances are roughly estimated from the map, $1:10^6$, issued by the Military Land Survey.)

On the Pacific side of Japan, however, we find no corresponding zone of islands, except the most conspicuous chain or chains to the south of Idu Peninsula, running in the radial direction with respect to the Japanese Arc, instead of fringing its coast line as in the case of the Japan Sea islands.

The striking contrast between the opposite sides of the Japan Arc may scarcely be due to a mere play of chance. Allotting an equal chance for each

Fig. 2.



1. Gotô
2. Iki
3. Tusima
4. Okinosima
5. Misima
6. Oki
7. Noto Pen.
8. Nanatuzima
9. Hekurazima
10. Sado
11. Aozima
12. Tobizima
13. Oga-Pen.
14. Kyûrokuzima
15. Kozima
16. Oosima
17. Okusiri
18. Yakisiri, Teure
19. Risiri
20. Rebun
21. Todomosiri

22. Takezima
23. Uturyôtô

of N islands for the two sides of the main land, the probability of n islands falling on a given side is given by Newton's formula

$$W(n) = \frac{\lfloor N}{\lfloor n \lfloor N-n} \left(\frac{1}{2}\right)^N.$$

For $N=15$, we obtain the following values of $W(n)$ for different values of n.

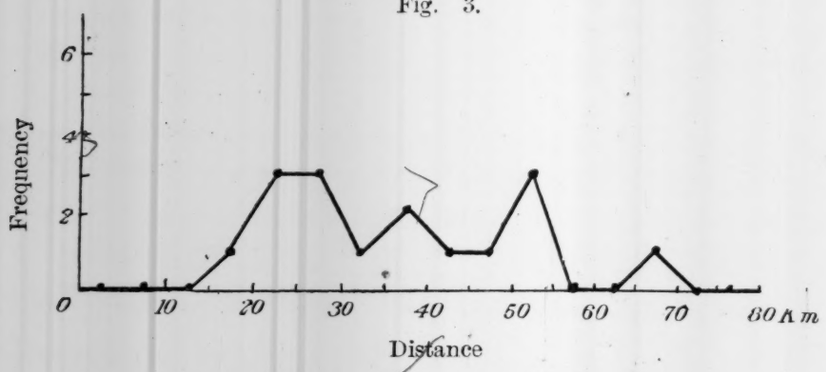
TABLE II.

n	$W(n)$
0 *or* 15	0.000030518
1 14	0.00045776
2 13	0.0032044
3 12	0.013885
4 11	0.041656
5 10	0.091643
6 9	0.15274
7 8	0.19638

In Fig. 3 the frequency curve is given of the number of islands in successive five kilometre intervals, i.e. 0–5, 6–10, 11–15, etc. At least two frequency maxima at about 25 km. and 53 km. may be suspected. It may also be noted that the two distances are in the ratio nearly equal to 1: 2.

On examining the topographical map, we become aware of the most apparent fact that the Noto Peninsula which is intimately related to the Island of Sado geologically as well as topographically, may properly be treated as an "island" on the present point of view.[1] The

Fig. 3.



distance of the centre of the Noto Block lying on the north side of the Bay of Nanao, from the mouth of the River Kurobe is about 60 km. Again, Oga Peninsula in Akita Province may also be regarded as another "island" of which the centre is about 22 km. from the eastern coast of the Lake Hatirô-gata. The latter coast may most naturally be regarded as a continuation of the coast lines to the north and the south of the peninsula.

Next, consulting the hydrographical charts, we find a conspicuous group

(1) Of course, we may consider many islands such as Oki as a "peninsula" from the other point of view.

of four banks towards NE of Sado. They are separated from each other as well as from the main land by depths decidedly greater than 100 fathoms and may evidently be regarded as pieces of submerged land blocks. We will name these banks as Banks A, B, C, D for the sake of reference; the geographical coordinates of the approximate centres of their respective areas are given at the bottom of the Table below. Three other banks of the similar nature may be pointed out, one off Oga Peninsula and two off the coast of Tesio, Hokkaidô, which we will denote by E, F and G respectively.

Including the virtual "islands" and banks mentioned above we may now revise our Table I and obtain the following:

TABLE III.

"Island"	Distance	"Island"	Distance
Iki	29	Aozima (Awasima)	23
Okinosima.....	55	Tobizima	30
Misima	40	Bank E.....	42
Oki, Dôzen	53	Oga Pen.	22
〃 Dôgo	75	Kyûrokuzima	32
Noto Pen.....	60	Ozima-Kozima	24
Nanatuzima	92	Ozima-Oosima.....	52
Hekurazima.....	112	Okusiri	19
Sado, N-Block.....	53	Bank F	50
〃 S- 〃	40	Yakisiri, Teure	27
Bank A	96	Bank G	112
〃 B.....	82	Rebun.....	48
〃 C	57	Risiri	27
〃 D.....	92	Todomosiri	52

(In this Table, Oki and Sado are each treated as twin blocks. For Nanatuzima and Hekurazima, the distances are taken from the mouth of the River Kurobe as for the Noto Peninsula. Rebun and Risiri are separated. The approximate geographical cordinates of the banks here mentioned are:

A:	38°36′ N	138°21′ E	E:	39°50′ N	139°33′ E
B:	38°49′ 〃	138°42′ 〃	F:	44° 6′ 〃	140°55′ 〃
C:	38°54′ 〃	139° 3′ 〃	G:	44°48′ 〃	140°15′ 〃
D:	39° 2′ 〃	138°42′ 〃		—	).

With the data of the above table, we may construct a revised frequency curve of the distance of island from the nearest coast. Fig. 4 (A) (upper graph) gives such a curve, which was smoothed by taking the numbers of islands in successively overlapping intervals of the said distance as ordinates,

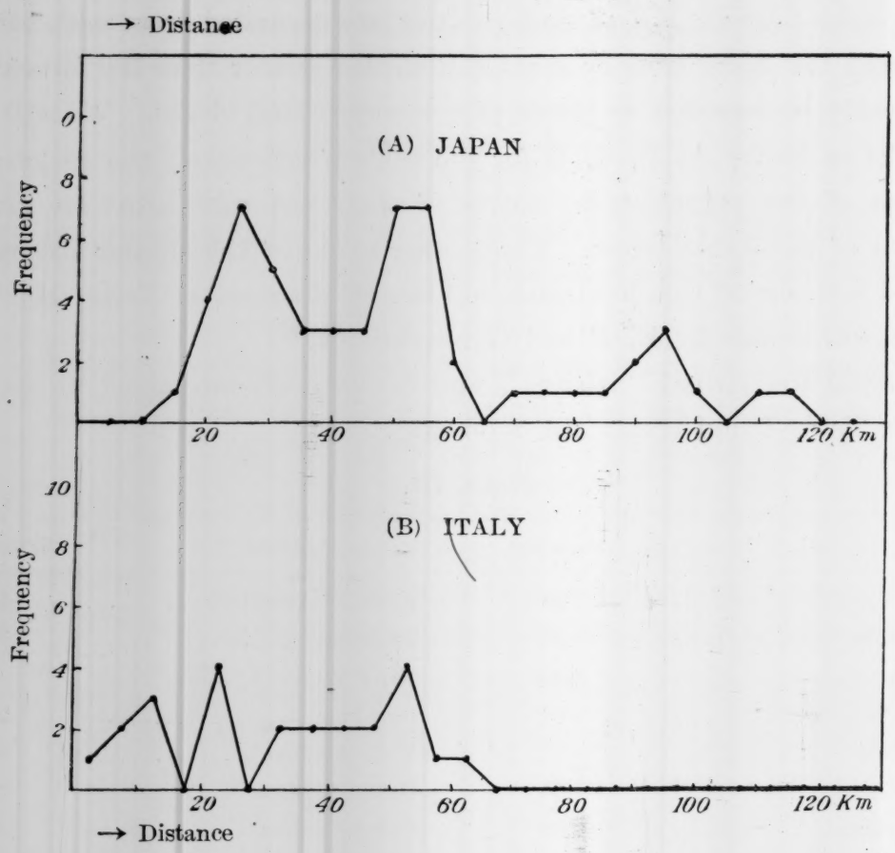


Fig. 4. Abscissa = distance from coast; ordinate = frequency. Upper graph for the Japan Sea; lower for Italy.

while the mean distances of the successive distance intervals are taken as abscissæ; the intervals chosen here are 11–20, 16–25, 21–30 and so on. The two maxima of frequency at 25 and 53 km. are still preserved in this revision. There are suspected other maxima at 95, 120 and perhaps at about 75 km. It is to be noted that these distances are roughly equal to 1, 2, 4, 5 and 3 times the shortest one, 25 km., respectively.

In Fig. 2 an attempt is made to connect the islands and banks by a series of lines nearly parallel to the gross trend of the Japan Sea coast. Though the way of connexion may be provisional and liable to a future revision, the figure will suffice to illustrate the striking zonal distribution of these pieces of land. In the same figure, the approximate positions of the epicentres of destructive earthquakes which have been recorded since 1872 along the Japan Sea coast are marked by ●. It is interesting to observe that the earthquake origins seem to occur as if associated with the neighbouring islands off the

respective coasts. The phenomenon may be of an accidental coincidence, but is rather significant when viewed under the light of the working hypothesis here proposed.

In the same Fig., two other lines are drawn in the Japan Sea. The one connects Tusima and Takezima with the centres of two conspicuous banks lying on the extention of the line, forming an axial line of the elongated basin. This line is of special interest, as it suggests a close analogy with the well known shallow ridge lying along the middle line of Atlantic Ocean, which A. Wegener[1] has considered to consist of the fragments of sial mass formed along the line of fracture separating the American continents from the old world and left along the axis of the wide gap formed by the separation of the two sial plates. Whether his explanation on the mechanism of formation of the Atlantic ridge be correct or not, this trace of the miniature ridge along the axis of the Japan Sea may in all probability be genetically associated with its Atlantic prototype.

The second line in the same figure connects that singular island Uturyôtô with a conspicuous bank lying to NW of it off the coast of Korea. It will be seen that the line runs nearly parallel to the Korean coast.

According to Prof. T. Nakai, the flora of Uturyôtô shows a number of typical plants which are closely related to some fossil flora found in Korea and the conclusion is infallible that this tiny piece of land has once been connected to the continent and subsequently, at latest before the Diluvial time, separated from it. At present this island stands quite isolated from land on a depth greater than 2000 m. The explanation that there might have once existed a land bridge between this island and the continent, which was subsequently submerged to the present depth, is highly artificial, since such a mechanism is physically almost inconceivable that a large extent of the earth crust may totally submerge into a deep sea, meanwhile leaving a single piece of its fragment with an area amounting to a very small fraction of the total area. Once we accept the possibility of horizontal drift of land, however, the difficulty at once disappears and the explanation of the typical flora of this island follows quite naturally.

(1) A. Wegener: Die Entstehung der Kontinente etc., 3te. Aufl., 42.

(2) T. Nakai, Tôyô-gakugei-zassi, 43 (1927), 214; 鬱陵島植物調査書, 朝鮮總督府; Paper presented to the Pan-Pacific Sci. Congr., Tokyo, 1926.

Returning to the island zones along the coast of Japan, we first observe that most of the islands show outcrops of some Tertiary formations to a greater or less extent, though in some examples they are overpowered by eruptive rocks of later origin, as in the case of Oki[1] or Okusiri. As far as we may judge from the geological map (scale 1:2 000 000, revised 1925), and also from some fragmentary literatures cited at the end of this paper, Iki, Oki, Sado, Aozima, Okusiri, Yakisiri, Teure and Rebun show some evident tertiary formations. According to the recent investigation of Mr. T. Anzai[2], Tobizima consists also of the Tertiary formations to almost 90 % of its extent, the rest being eruptive rocks among which the presence of basalt is cited. Purely eruptive origin of this island is, therefore, out of question. Among the other alternatives concerning its possible origin, the land-bridge theory seems improbable on the same ground mentioned above with respect to Uturyôtô, since the island is separated from the main land by a narrow rift of nearly 200 fathoms depth. The hypothesis to the effect that this island together with its southern neighbour forms a drowned mountain range, does not appear probable if we consult the hydrographical chart of the region.[3] The profile shows no convincing indication of a "mountain range in its ordinary sense." Here also, the land-drift theory proves most favourable and even natural.

Among the islands here considered those which seem to be more or less completely separated[4] from the main land beyond the extent of the marginal shelf of the latter are Misima, Hekurazima, Sado, Tobizima, Ozima-Oosima and Okusiri. Among the rests, Okinosima, Oki, Nanatuzima, Aozima and Risiri appear still anchored to the main land by shallow shelfs. The remaining islands proper form a middle series between the above two series. On the other hand, the peninsulas Noto and Oga represent those fragments of

(1) A. Harumoto, Chikyu, **6** (1926), 398; **7** (1927), 122.

(2) T. Anzai, Chikyu, **7** (1927), 272; see also, do, **7** (1927), 283.

(3) For example, see the chart recently published in Suiro Yôhô, **5** (1926), No. 11.

(4) For the precise meaning of the word "separation" we reserve a possible future extention or modification. It may signify an actual separation of sial blocks in its literary sense, or may in some cases mean simply that two pieces of lands are sensibly drawn apart while the intervening land mass is deformed in some or other ways. According to Wegener's view the marginal islands here in question may mostly belong to the domain of the main land mass. However, there are some reasons to believe that just at the marginal region the separation as is here considered may take place. On this latter point we will return after the completion of the experiments now in progress.

land still firmly tethered by strips of dry plain of recent formation. The existence of such a graded series of things appears under the light of the present hypothesis as a quite simple matter of course, if we imagine for example a physical model consisting of a plate of a rather loose and weak material, of pressed starch powder say, floating about upon a highly viscous fluid or syrup. The pieces broken from the margin of the plate will gradually drift away by differential motions and after a lapse of time will be distributed in a quite similar manner as in the case of the Japan Sea Islands.(1)

If the above theory be correct, then the absence of a similar islands zone on the Pacific side must necessarily imply that the Japan Arc is being dragged for ages along the surface of the viscous substratum towards the Pacific side, by whatever force, on the nature of which we are for the present at a loss to speculate.

The evidence that the main islands of Japan had once been connected to the continent up to a comparatively recent age is most emphatically furnished by the wide distribution of some fossil remains of elephants and stegodons.(2) The connection might have been broken by the depression of the Korean and Tusima Straits according to the usual theory. Here, however, a plea of equal weight falls on the partner of the land-drift theory.(3)

The latter theory seems to get a support from a quite different side, viz. from a characteristic mode of distribution of basaltic rocks along the Japan Sea coast. As far as the present author could ascertain, the eruptive rocks of recent origin which may be included under the common name of "*basalt*" occur almost exclusively along the Japan Sea coast, apparently associated with the very islands zone here in question.

In Fig. 5 the localities where the presence of the basaltic rocks is recorded are marked with ●. Most of the data are taken from the Geological Map above cited. Some are based on other sources found in different papers published in scientific journals, cited at the end of this paper.

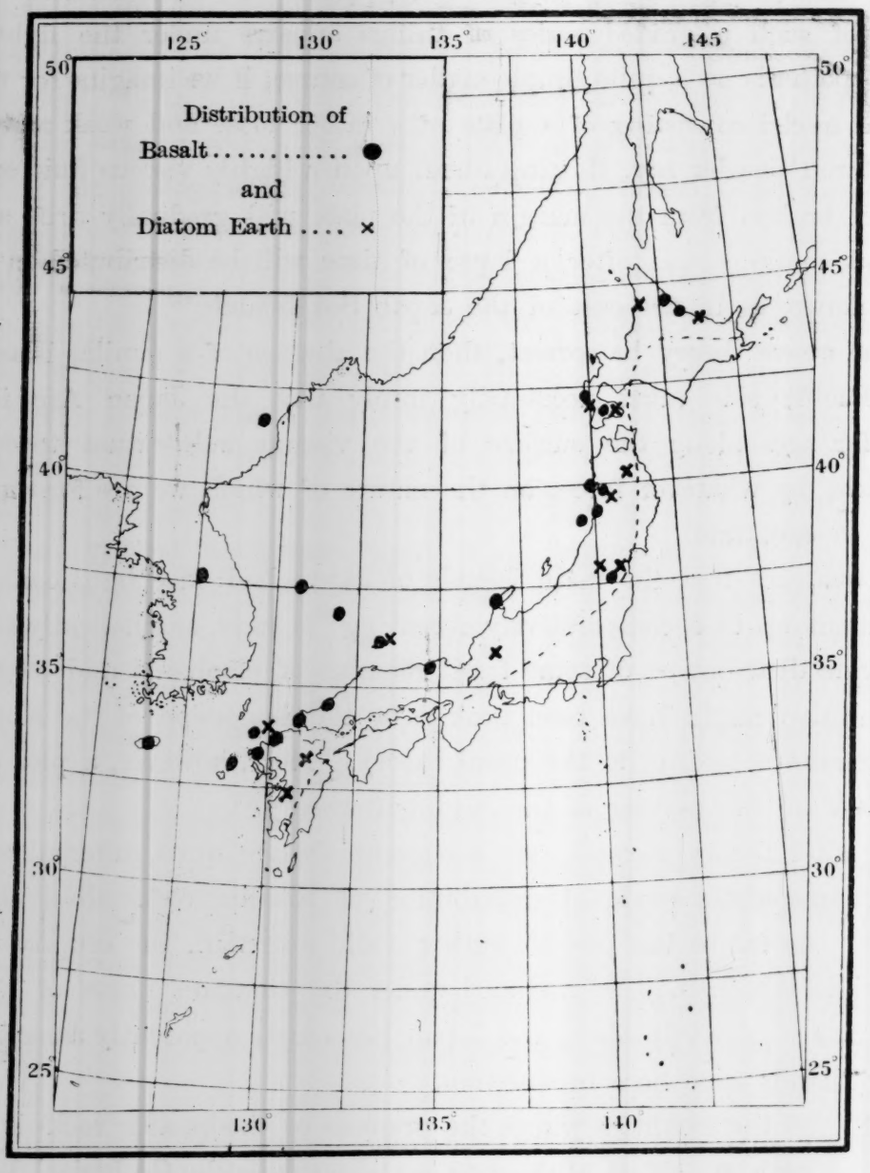
According to the verbal information of Prof. S. Tsuboi, the petrographical natures of the Japanese "basalts" are somewhat singular and the specimens

(1) Experiments are now in progress with this kind of model.

(2) H. Matsumoto, J. Geol. Soc. Tok., **31** (1924), 255, 323, 395.

(3) The presence of a narrow zone of depth >200 m. between Tusima and Korea may be cited.

Fig. 5.



found in the southern districts are of essentially different constitutions compared with those found in the northern regions. Here, however, we may assume at large that the excess of the alkaline constituents is anyhow connected with the presence of the sima stratum in the vicinity of the origin of this class of basaltic rocks.

Wegener[1] stated that conspicuous eruptions of basalt would occur in those places where the sima is subjected to a compression due to the motion

(1) A. Wegener, Die Entstehung der Kontinente etc., 3te. Aufl., 1922, S. 41.

of the sial mass along the sima stratum. Without denying the possibility of such cases, we may equally conceive a case in which a *local* eruption of sima mass takes place on the leeside of the drifting land mass where the prevailing state of stress is that of tension. On this side, the superficial layer of sima is being stretched and, besides, the viscous substratum with high temperature is probably here welling up from beneath the moving sial mass. Thence, we may expect that the sial crust as well as the consolidated submarine sima layer is comparatively thinner on the leeside than on the opposite side. A local outflow of the substratum may easily take place by any local fluctuation of pressure caused, for instance, by the differential motions of different blocks of land mass, provided that the magma to be ejected lies sufficiently near beneath the superficial crust.(1) The abundance of volcanoes on the inner zone of the Japanese Arc is not unfavourable to this view. The predominance of the basaltic eruption just along the Japan Sea coast, especially on the Japan Sea islands seems to afford a positive support of it.

Another fact which may here be cited in connection with the above is a characteristic mode of distribution of the diatom earth in Japan. In Fig. 5 the localities noted for the production of this fossil ooze are marked with ×. This earth occurs almost invariably imbedded in the Tertiary formations, associated with shales and sandstones. From the figure, it will be remarked that the occurrence of this earth suggests some association with that of the basaltic rocks, shown by ● in the same figure, being distributed mostly on the NW-side of the axial lines of our islands arc, which may or may not coincide with the boundary line separating the "inner and outer geological zones" of Japan.

It is well known that the plankton life is most copiously developed in those parts of sea which are characterized by small salinity and low temperature.(2) The above distribution may suggest the past existence of a tertiary sea extending along the present Japan Sea side of the land, which was separated from the Pacific by the outer zone of land and mainly fed by a cold current from its northern part.

At present, the Japan Sea is partly fed by a branch of warm current entering

(1) Such may be the case especially along the coast line and on the margin of an island.

(2) Krümmel, Handb. d. Ozeanogr., 1911, I, S. 190. W. H. Twenhofel, Treatise on Sedimentation, 1926, p. 374.

into it through the Tusima Strait. Imagine this inlet of the warm current to be stopped. The temperature as well as the salinity of the vast basin will undoubtedly be lowered to a sensible degree and the pelagic life will become more favourable than at present. A suggestion may therefore be ventured that the diatom sedimentation is associated with the separation of SW Japan from its linkage with the continent.

According to Prof. Yokoyama[1] the climate of Japan in the Tertiary grew warmer toward its end, at least along the Pacific coast, and became warmer in the Diluvium than at present.

"On the other hand, Prof. Yabe, of the University of Sendai, holds that at the end of the Tertiary the climate of Japan became gradually colder and reached the minimum temperature in the ice age, after which it became somewhat warmer but again colder until it attained the temperature of the present."[2] According to Prof. Yamasaki,[3] the lofty mountains of Middle Japan give some evidences of a past glaciation, though the exact period of it has not yet been ascertained. Be it as it may, some marked climatic change must have taken place at the time when the warm current broke through the Tusima barrier and poured its heat content into the heart of Japan Sea.[4] It is well known that the Japan Sea, on account of its relatively high temperature, forms a highway for the winter cyclones which induce general southerly winds on Middle Japan and thereby contributes to ameliorate the severe season threatened by the continental anticyclonic area.

In this connection may also be cited the presence of some Jurassic molluscs[5] in Etizen, Kaga, Ettyû, Etigo, etc., which may be considered to have been living in water of low salinity. The region lies near that part of the Japan Sea coast which is at present most widely apart from the continental coast. Hence, a possibility is that the separation of land began already at the Jurassic time after a post-Carboniferous-Permian upheaval of the continental margin. The existence of some marine fossils of this age in Nagato and Tango is not necessarily against this idea.

Lastly, mention may here be perhaps made to the often quoted anthro-

(1) M. Yokoyama, J. Coll. Sci. Tokyo Imp. Univ., **32**, Art. 5 (1911); do. **44**, Art. 1 (1922).

(2) This passage is quoted from Prof. Yamasaki's paper on "Glaciation of the Mountains of Japan," American J. of Sci., **3** (1922), 131.

(3) Yamasaki, paper cited in (3) above.

(5) The Geological and Mineral Resource of the Jap. Empire, (1926), 23.

pological problem on the origin of the ancient Ainu. It seems to be an established fact that this ancient inhabitant of Japan had once extended throughout the entire length of the Arc, even to Loochoo Isles, as may be judged by the distribution of some characteristic relics generally believed to be proper to this tribe. As to the enigmatic origin of this race, however, the opinions are divided. According to Prof. Koganei[1] it shows no intimate relation with the existing races in the neighbouring lands, and forms, as it were, a singular "race island" of its own. Some authorities[2] believe that the Ainu migrated to Japanese Islands from the continent by the way of Korea or Sakhalin while some others favour the southern origins. At any rate, it must be assumed that a long time has passed since the day of seclusion of this race in our islands. What arouses our wonder is the fact that the relation between the ancient Ainu and the Korean seems to be utterly remote, notwithstanding the apparently most intimate intercourse between the ancient Japanese and Korean recorded since the dawn of our history; especially so, in view of the fact that the Ainu must have been a sea-faring tribe in order to have been able to leave its trace on the southern isles at the same time with the main islands. Here, again, a suggestion may be dared that some conditions, either meteorological or oceanographical, quite different from the present reigned then for a long time, which lay an insuperable barrier to the intercourse by this route.[3]

A further speculation will lead us too far. The above may, however, be of some interest, as any attempt has not yet been made to apply the hypothesis of continental drift to this part of the world, except a brief hint made by Wegener[4] on the origin of the garland islands of the Far East and a note of the present author already cited. For the crucial tests of the hypothesis, critical studies from the sides of the stratigraphical as well as petrological geology are highly desirable.

Returning now to our proper problem and turning our attention to the

(1) Y. Koganei and A. Matsumura: "Scientific Japan, Past and Present," 1926, p. 137; Tôyô-Gakugei-Zassi, 43 (1927), 335.

(2) According to the verbal information of Prof. A. Matsumura. Also Prof. Koganei's book "Zinruigaku-Kenkyû" (1926); Prof. Torii: "Prehistoric Japan" (1926).

(3) J. Milne's estimation that the Ainu thrived in Central Japan some 3000 years ago cannot be taken as a serious objection to the present hypothesis.

(4) A. Wegener, loc. cit. p. 122.

other parts of the earth's surface, we inquire if there exists an analogous case of island zone fringing the coast of a land, which may be compared with the case here investigated. A remarkable example is met with along the western coast of Italy, a land which shows points of resemblance with Japan in many other respects. Beginning with the Egadi Isles to the west of Sicily and ending with Isola Gorgona off the coast of Pisa, we may count as many as about 23 islands of widely differing dimensions, all distributed within a zone of about 60 km. breadth along the coast. These are:

TABLE IV.

No.	Island	Mean Distance	No.	Island	Mean Distance
1	Marittimo	36 km.	13	Ischia	14 km.
2	Favignana	12	14	Procidia	4
3	Levanzo	15	15	Ventone	47
4	Ustica	53	16	Ponza	36
5	Alicudi	53	17	Giannutri	23
6	Filicudi	47	18	Giglio	23
7	Salina	41	19	Monte Cristo	63
8	Lipari	32	20	Pianosa	52
9	Vulcano	22	21	Elba	25
10	Panaria	41	22	Capraja	55
11	Stromboli	56	23	Gorgona	35
12	Capri	9	24	(Mt. Argentario)	8

(The mean distance was estimated from Stielers Hand-Atlas, 1909, in the similar way as in the case of Japanese islands. No. 24 is included by the same reason as in the case of Oga Peninsula. Of these islands, No. 4-11 are separated from the land by 1000 m. depth. Most of them are volcanic, but not all.)

A frequency curve of the distances is shown in Fig. 4 (B) (lower diagram). Maxima of frequency are found at about 12, 23 and 52 km. Comparing Fig. 4 (A) with Fig. 4 (B), we may note a striking coincidence of the two maxima of frequency. Here, again, the occurrence of the maxima at a series of distances 1:2:3:4:5 is suspected.

On the Eastern coast of Italy we find no such conspicuous train of islands, except the isolated groups of Tremiti and Pelagosa.

Another example is afforded by a row of about ten islands off the southern coast of Sumatra which are arranged in a regular line parallel to the coast at

a distance of 110 km. on average. In this case, the separation of the sial mass seems more evident.

Again, a number of islands off the Californian coast may perhaps be cited in this place:

TABLE V.

Island	Mean Distance	Island	Mean Distance
San Miguel.....	52 km.	San Nicolas	96 km.
Santa Rosa.....	53	San Clemente	87
Santa Cruz.....	42		
Santa Barbara	59		
Santa Catalina	37		
Mean.....	48.6	Mean.....	92.5

Here, we may remark again that the two mean distances given at the bottom of the above Table are approximately in the ratio 1:2.

The suspected regularity governing the frequency curve led the present author to carry out an experiment bearing upon the mechanism of the formation of islands zone as are here in question. The experiment is now going on with the assistance of Dr. Miyabe, on the results of which we will report in the next opportunity.

Summary.

(1) The existence of a conspicuous zone of islands fringing the Japan Sea coast of the main islands of Japan and the absence of the corresponding one along the Pacific side are pointed out.

(2) The frequency curve of the distances of these islands from the land is given and a regular occurrence of the frequency maxima is remarked.

(3) A tentative interpretation of the phenomena is made under the light of the land-drift hypothesis.

(4) The distributions of the basaltic rocks and the diatom earth in Japan are quoted and discussed with reference to the above hypothesis.

(5) Further possible supports of the theory are given.

(6) The examples of similar islands zones in the other parts of the earth are mentioned and a similar regularity in the frequency distribution of the distance from land is noted.

To avoid any serious misunderstanding, it must be added that the discussions above made on the origin of the islands zone, based on the continental drift hypothesis, are merely of a tentative nature and ventured on the excuse that the hypothesis may possibly shed a new light on different problems concerning the geophysical past and future of this land.

In concluding, the present author wishes to express his most cordial thanks to Profs. B. Koto, N. Yamasaki, T. Kato, S. Tsuboi and A. Matsumura for valuable instructions in those domains of sciences with which he is not familiar.

Appendix: Literatures on Japan Sea Islands.

下記は主に地學雜誌、地質學雜誌等に散在して居る文献で著者の眼に觸れたもので、勿論玉石混淆であらうが後日の參考の爲に玆に列記する。
(地學雜誌=TG; 地質學雜誌=TS; 雜=雜報欄.)

五　島: 神津俶祐, TG, **22** (1910), 739; do., **26** (1914), 458.
對　馬: TG, 雜, **2** (1890), 296; do., **21** (1909), 789, 790.
隱　岐: 神津俶祐, 東北大學理科報告 [ii], **1** (1913), No. 3.
三成文一郎, TG, **4** (1892), 464, 508; do., **5** (1893), 555.
TG, 雜, **7** (1895), 110, 403; do., **8** (1896), 168; do., **33** (1921), 168.
佐藤傳藏, TG, **34** (1922), 203.
春本篤夫, 地球, **6** (1926), 398; **7** (1927), 122.
下岡忠夫, 地球, **6** (1926), 413.
舳倉島: 伊原敬之助, TS, **20** (1913), No. 232, 8.
TG, 雜, **33** (1921), 342.
佐　渡: 中島謙造, TG, **1** (1889), 77, 141, I93, 237, 297, 426; **4** (1892), 61.
荒井悌吾, TG, **27** (1915), 543.
TG, 雜, **2** (1890), 82.
粟生島: 大川通久, TG, **2** (1890), 55.
飛　島: 東條平二郎, TG, **4** (1892), 510.
安齋徹, 地球, **7** (1927), 272.
大橋良一, 地球, **7** (1927), 283.
奥尻島: TS, 雜, **18** (1911), 272.
禮文島: 加藤武夫, TS, **15** (1908), 315.
TG, 雜, **8** (1896), 220; **20** (1908), 455.
鬱陵島: TS, 雜, **3** (1895-6), 190.
TG, 雜, **11** (1899), 780; **17** (1905), 754; **33** (1921), 466.
坪井誠太郎, TS, **27** (1921), 327.
中井猛之進, 東洋學藝雜誌, **43** (1927), 214.

竹　島: 田中阿歌麻呂, TG, **17** (1905), 594, 661, 741; **18** (1906), 415.
TG, 雜, **17** (1905), 282, 602; **18** (1906), 415; **29** (1908), 821.

此外に原田、小藤兩博士の古典的諸著によつても多大の啓發を受けた。なほ各地の風土誌等も參照したかつたが、今回は手が及ばなかつた。

「アイヌ」に就ては小金井博士著「人類學研究」、鳥居博士著「有史以前の日本」、八木奘三郎氏著「日本考古學」、西村眞次氏著「大和時代」其他の諸書が多大の參考となつた。

尙此等方面の文獻に就き地學者其他の示教を得ることが出來れば大幸である。

Un Accéléromètre Capillaire

par

Mishio ISHIMOTO

毛細管加速度計

所員　石本巳四雄

梗　概

地震動の建築物其他に及ぼす影響を研究するにはその運動が與へる加速度を知る事が第一に必要である。加速度を目的として直接これを測定する器械は大別して二つの原理に據るものであるが、第一類は空中に放出せられた物體の劃く經路に注意して目的を達するものである。第二類は振動體の固有振動周期を極めて短かくして加速度によつて極めて僅かの變位を爲すのを測定するものである。勿論この變位は極めて僅かであつて、その固有振動周期の自乘に比例して減少するものであるから、これを如何にして擴大するかゞ問題となり、電氣的方法によるもの、器械的方法によるもの等が考案されてある。著者は毛細管を用ひて振動體の極めて僅かの變位を測定する器械を製作し實驗したのである。

第一圖は水平加速度を測定する目的のために製作された器械の模型圖であるが、比較的大なる質量 (M) が二つのゴム製パッキング (b_1, b_2) を隔て二つの金屬板 P_1, P_2 によつて壓せられてある。P_2 の中心には穴を穿つてこれが毛細管 T に通じて居る。M, b_2 及び P_2 による空間は成る可く小にするために別の金屬板 P_3 が挿入され P_2 に固着してある。鉤 c は靜力及び彈性絲による試驗に役立つものである。毛細管 T の一部分は極めて細くしてある爲め、この振動體の固有振動が完全に減衰され、他の部分は比較的太く此所に小量の液體が置かれる。勿論管は極めて僅か傾斜して居るのでコック R を開く時には液體は安定の位置に止る。この液體の運動は顯微鏡對物レンズにより擴大され寫眞裝置によつて記錄されるものであるが、T の右方に置いてある光源の光束が、この液體面の反射によつて生ずる光點を利用するのが便利である。

質量 M は b_1, b_2 によつて力を受けて居るので固有振動周期を有つが、その周期は計算上 0.014 秒である。なほこの器械に單弦運動による力が與へられるとして計算した結果は實驗上求めた値とよく合ふ。毛細管中の液體は M, b_2 及び P_2 による空間のために固有振動を有つが、それも計算によれば 0.032 秒であり、然もその振動は毛細管の細い部分で完全に減衰されて居るのである。液體は種々の條件の下にてヘプタンが最も適當である事が云へる。

第一實驗は鉤 c に重さによる力を與へ液體の動きが測定されたがこれは計算と等しい値を出して居る。第二實驗は c に彈性を有する絲の一端を附し適當の張力を與へその他端には周期を異にした等振幅を與へて試驗したのである。(第三圖) 0.5 秒附近迄は感度が一定であり乍らそれ以下は急に減少する。これはこの器械に自己振動が存在する事に歸因する事が出來、理論的にもこの現象は容易に說明出來る。第三實驗は四本の木の棒にて吊

された振動臺上に加速度計を乘せ、この臺が單弦運動をする。周期は木棒の長さを變ずる事及び彈性力を附加する事に由つて 1.96 秒から 0.38 秒迄得られた。この臺が自己振動により次第に振幅が減ずるのを觀測して數本の直線を得たが（第六圖）これは理論的によく合ふ。この圖から臺の振幅は一定にし、その周期によつて加速度計の振れの變化を見たが周期の大なる中は理論的の値とよく一致するに反し、周期が小となるに從つて多少の差異を生ずる。（第七圖） 然るに第二實驗の結果を補正として顧慮する時には實驗上得たものとよく合ふ故、これは同じく自己振動に依る欠陷である事が證明される。第四實驗は同じく振動臺上に加速度計を置きモートルを用ひて振動が與へられたが、これから得た結果は第七圖に得たものと等しいものであつた。

以上は水平加速度計に就いてのみ行はれた實驗であるが上下加速度計に於いても第一、第二實驗は容易に行はれその結果も同樣の値を得て居る。上下振動臺の製作の困難のために全く動力的の試驗が終了してないが水平動の時の結果より見てもこの上下加速度計は實際の測定に適應して正しい値を指示する事は信じて疑はないものである。

1. Introduction.

Quand on veut étudier la résistance des bâtiments, des ponts, des digues, etc., pendant un tremblement de terre, on a besoin d'étudier surtout la force ou bien l'accélération provenant du mouvement sismique. Les séismographes les plus employés sont basés sur le principe de l'enregistrement du déplacement ou de la vitesse des mouvements sismiques tandis que l'on compte très peu d'instruments mesurant directement l'accélération.

Bien que chaque accéléromètre ait son caractère particulier, on peut néanmoins partager ce genre d'appareils en deux classes. Ceux de la première classe sont basés sur l'étude de la trajectoire d'un objet qui est lancé dans l'espace. Cette trajectoire est enregistrée photographiquement et elle détermine la vitesse ou l'accélération de ce système. Parmi les instruments appartenant à cette classe, on compte l'accéléromètre à jet de mercure[1] et l'accéléromètre à flamme.[2] Néanmoins, la réalisation de ces instruments se heurte à de telles difficultés que la perfection n'en a pas encore été annoncée, malgré la simplicité de leur théorie.

Ceux de la deuxième classe sont des instruments comportant un système vibrant, c'est-à-dire qu'ils comprennent une masse et une matière élastique donnant la force restitutive. La période de ce système est petite par rapport aux variations de la force appliquée et sous l'action de cette dernière la masse

1) J. Hartman : Phil. Mag. No. 18, 1927.
2) K. Prytz : Journ. de Phys. et Rad. No. 6, 1923.

se déplace un peu, provoquant la déformation de la matière élastique. Cette déformation est certes assez petite pour que l'on soit obligé de la mesurer par un procédé capable de l'amener à une valeur convenable. Dans cette deuxième classe, nous avons l'appareil du Prince Galizine qui utilise les propriétés piézo-électriques du quartz;[1] le séismographe accélérométrique du Prof. T. Tamaru[2] et l'appareil utilisant les variations de capacité électrique dues à la déformation d'une membrane du Prof. J. Obata,[3] etc. Tous ces instruments sont construits avec une période propre petite par rapport aux variations de la force appliquée.

Si l'on désigne par y le déplacement relatif de la masse dans cet instrument, l'équation générale des mouvements sous l'action d'une force périodique sera de la forme

$$\frac{d^2y}{dt^2}+2\kappa\frac{dy}{dt}+p^2y=f\sin nt \tag{1}$$

qui a pour solution

$$y=A\sin(nt+\delta)+\text{terme d'oscillation propre} \tag{2}$$

où

$$A=\frac{f}{\sqrt{(p^2-n^2)^2+4\kappa n^2}}, \qquad \operatorname{tg}\delta=\frac{2\kappa n}{p^2-n^2}$$

en posant la condition n infiniment petit par rapport à p et rejetant le terme d'oscillation propre, on a

$$y=\frac{1}{p^2}f\sin nt, \qquad \delta=0 \tag{3}$$

Remplaçons p par $\frac{2\pi}{T_0}$, où T_0 est la période propre de ce système. Comme on le voit dans l'équation (3), la force appliquée est déterminée par le déplacement de la masse, lequel diminue avec le carré de T_0. Par conséquent, tout en réduisant que possible la période de l'accéléromètre, il faut d'autre part chercher quelque moyen qui puisse correctement amplifier le déplacement de la masse. Il est très difficile de réaliser cette amplification mécaniquement; cela tient à l'emploi d'un certain nombre de tiges dont chacune deviendrait la source de vibrations et l'enregistrement de l'amplification du déplacement de la masse deviendrait incorrect. Si l'on emploie la méthode électrique, il est possible

1) B. Galizine : Proc. Roy. Soc. No. A 673, 1919.
2) T. Tamaru : Proc. Imp. Accad. of Japan. Vol. III No. 1, 1927.
3) J. Obata : Proc. Phys-math. Soc.of Japan 3rd Ser. Vol. 9. No.5 1927.

d'avoir une amplification mesurable; mais les phénomènes électrostatiques s'accompagnent toujours de pertes sensibles et l'observation sera douteuse surtout si le mouvement est lent. L'emploi de la lampe à trois électrodes se heurte aux mêmes difficultés.

Ce que l'on considère, cependant, comme le défaut des instruments de la deuxième classe est qu'il existe une période propre du système. Quand la force appliquée n'est pas continue, comme c'est le cas pour les chocs ou les explosions, le système va osciller avec la période propre que l'on voit dans l'équation (2). Pour éviter ce phénomène, il est nécessaire de le faire amortir complèment. On a donc les conditions suivantes pour construire un accéléromètre de la deuxième classe : a) il faut diminuer la période propre par rapport aux variations de la force appliquée; b) comme conséquence de la diminution de la période propre, il faut choisir un procédé capable d'amplifier correctement la déformation; c) l'amortissement de l'oscillation propre doit être suffisant pour qu'il ne subsiste aucune trace de l'oscillation propre même en cas d'application de force discontinue. Avec ces trois conditions, j'ai essayé de construire un accéléromètre comportant un tube capillaire.

2. Construction et calculs.

Il y deux types de cet accéléromètre: l'un pour mesurer l'accélération verticale et l'autre pour mesurer l'accélération horizontale. Les expériences que j'ai exécutées ont porté principalement sur le type horizotal: l'aspect général de l'instrument est représenté schématiquement par la figure 1.

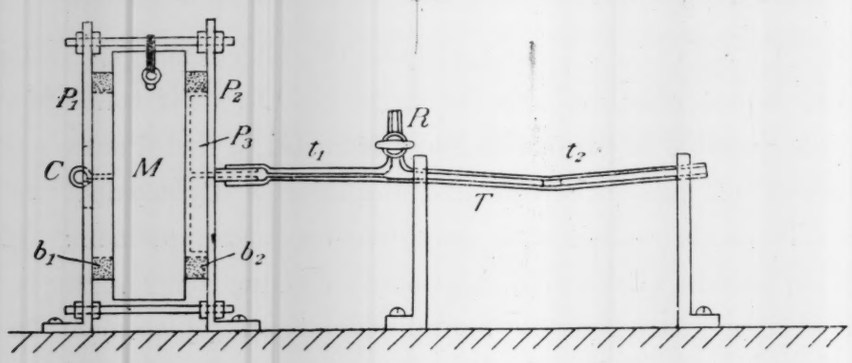


Fig. 1.

Une masse de plomb M placée entre deux bourrelets de caoutchouc b_1, b_2, est comprimée indirectement par deux plaques de métal P_1, P_2, au moyen de

4 boulons. Il y a une petite ouverture au centre de la plaque P_2, ouverture qui communique avec le tube capillaire T. Pour avoir un espace d'air minmum compris entre M, b_2 et P_2, une autre plaque p_3 percée également d'une ouverture en son centre est fixée sur la face intérieure de P_2. Un crochet fixé sur l'autre face de la masse sera employé pour l'étalonnage statique ou l'étalonnage exécuté avec un fil élastique tendu.

Une partie du tube capillaire t_1, située le plus près de la masse M, est laissée assez étroite, afin d'agir comme amortisseur d'air. L'autre portion du tube t_2, où l'on dispose un liquide, n'est pas si étroite (2,5 mm de diamètre) et elle est très peu inclinée afin d'avoir une position d'équilibre pour le liquide. Par l'ouverture d'une robinet R, les pressions sur les deux côtés du liquide deviennent égales et celui-ci se place en position d'équilibre. Comme le mouvement du liquide est observé par l'objectif d'un microscope et un appareil d'enregistrement photographique, il est préférable d'avoir un point image clair dans un champ sombre. Disposant une source lumineuse au bout du tube T, le faisceau de lumière pénètre dans le tube jusqu'au liquide, en supposant le faisceau parallèle. La surface de liquide sera considerée comme un paraboloïde par suite de la tension superficielle. Elle réfléchira la lumière en donnant un point lumineux qui se déplace toujours avec le liquide. A l'autre extrémité du liquide, on observera aussi un point lumineux réfléchi totalement par la surface du paraboloïde et bien que son image ne soit pas rigoureusement un point, elle a plus d'intensité et elle est plus avantageuse pour enregistrer les déviations du liquide.

Or comme la masse M est comprimée par deux bourrelets de caoutchouc, elle a une période propre représentée par la formule suivante:

$$T_0' = 2\pi\sqrt{\frac{MH}{2EA}} \tag{4}$$

où E: module de Young du caoutchouc.
H: épaisseur du caoutchouc.
A : aire sectionelle du caoutchouc.
M: masse de plomb.

Dans le cas pratique, j'ai $E=2{,}1\times10^7$ dyne/cm^2, $H=1$ cm, $A=23{,}5$ cm^2 et $M=4{,}9$ kg: et si l'on met ces valeurs dans la formule (4), on a

$$T_0' = 0{,}014 \text{ sec.}$$

C'est une valeur assez petite par rapport à la période du mouvement sismique, laquelle atteint plus d'une seconde.

La sensibilité de cet instrument depend: 1° du degré de déformation du caoutchouc sous l'action de la force appliquée 2° du rapport des aires sectionelles intérieures du bourrelet et du tube capillaire 3° de l'amplification optique. Si l'on appelle h la variation d'épaisseur du caoutchouc sous l'action de la force appliquée f, on a

$$(5) \qquad h=\frac{fH}{2EA}$$

Remplaçant les lettres par les valeurs des constantes,

$$(5)' \qquad h=1{,}01\times10^{-9}f$$

Supposons que le mouvement sinusoïdal représenté par

$$(6) \qquad \xi=a_0\sin\frac{2\pi}{T}t$$

produit la force ; nous avons

$$(7) \qquad f=M\frac{d^2\xi}{dt^2}=-M\cdot\frac{4\pi^2a_0}{T^2}\sin\frac{2\pi}{T}t$$

et si l'on pose $T=1$ sec. $a_0=2{,}5$ mm $M=4{,}9$ kg. dans la formule (7), on a

$$f_{max}=4{,}83\times10^4 \text{ dynes}$$

Le diamètre intérieur du bourrelet étant 10 cm. et celui du tube capillaire 2,5 mm, le mouvement du liquide h' provoqué par cette force sera

$$h'=0{,}782\times10^{-1} \text{ cm.}$$

en supposant l'air incompressible. On peut permettre cette amplification par suite du rapport de la masse de plomb et la masse du liquide étant suffisamment grand.

Le grandissement de l'objectif est 5, et nous aurons finalement comme déviation de l'accéléromètre:

$$(8) \qquad h''=3{,}92 \text{ mm.}$$

Dans tous les cas la sensibilité de cet accéléromètre sera représentée pour le déplacement périodique:

$$(9) \qquad h''=\frac{MH}{2EA}\frac{d^2\xi}{dt^2}\frac{s_1}{s_2}\cdot N=\frac{T_0'^2}{4\pi^2}\frac{d^2\xi}{dt^2}\frac{s_1}{s_2}\cdot N$$

où s_1, s_2 : les deux aires intérieures respectives du bourrelet et du

tube capillaire.

N: grandissement de l'objectif.

Il semble *a priori* possible d'augmenter la sensibilité de cet instrument; mais 1° il n'est pas possible d'augmenter T_0', la période propre devant rester petite, 2° augmenter s_1/s_2 est aussi impossible, nous expliquerons plus loin pourquoi, 3° en augmentant N, on grandit l'image obtenue sur la pellicule photographique, ce qui n'est pas avantageux. Pour ces raisons, je crois qu'il est difficile d'avoir un accéléromètre de ce type ayant une plus grande sensibilité.

Il y a encore une partie vibrante dans cet instrument: c'est à cause de l'espace d'air compris entre la masse et le liquide. J'ai déjà fait observer qu'il faut diminuer l'espace d'air dans cet instrument autant que possible et de plus qu'il faut laisser l'aire sectionelle du tube capillaire, où se trouve le liquide, assez grande. Ces conditions sont nécessaires pour avoir une période de système aussi petite que possible. Bien que cette période soit petite, elle ne peut cependant être négligée pour avoir un accéléromètre ayant une sensibilité uniforme pour toutes les périodes et il est nécessaire d'avoir une partie de tube capillarie assez étroite pour que la variation du système soit complètement amortie. Naturellement la viscosité du liquide intervient plus ou moins, mais le diamètre de la partie du tube où se trouve ce liquide étant assez grand, la viscosité ne joue pas un rôle important.

L'équation qui déterminera le mouvement de ce système sera

$$\rho\pi R^2 L\frac{d^2x}{dt^2}+k\frac{dx}{dt}+\frac{\pi^2R^4p_0\gamma}{v_0}x=0 \tag{10}$$

où

L : longueur du liquide dans le tube.

ρ : densité du liquide.

R : rayon intérieur du tube.

p_0 : pression atmosphérique.

v_0 : volume de l'espace d'air.

γ : rapport des deux chaleurs spécifiques de l'air.

Négligeant l'effet de la viscosité du liquide et pour simplifier les résultats, on a supposé que la variation de pression aux deux extrémités de la portion où le tube est plus étroit, n'est pas grande. Dans cette supposition, l'air est considéré comme un fluide incompressible et on pourra appliquer la formule suivante:

$$k=8\pi l\eta\cdot\frac{R^2}{r^2} \tag{11}$$

où l : longueur de la partie étroite du tube.

r : rayon intérieur de cette partie.

η : viscosité de l'air.

Choisissant des valeurs convenables de l et r, on pourra rendre ce système apériodique.

Or, de l'équation (10), on déduit la période T_0'' de ce système en négligeant le terme d'amortissement :

$$T_0''=2\pi\sqrt{\frac{\rho L v_0}{\pi R^2 p_0\gamma}} \tag{12}$$

Pour avoir T_0'' aussi petit que possible, il faut que ρ, L et v_0 soient petits et R grand comme je l'ai fait remarquer plus haut. Or si l'on pose $\rho=0{,}7$, $L=0{,}5$ cm, $R=1{,}25$ mm, $v_0=5{,}0$ cm^3, $p_0=10^6$ c.g.s. et $\gamma=1{,}4$ dans (12), on aura

$$T_0''=0{,}032 \text{ sec.} \tag{13}$$

Cette valeur est également assez petite par rapport à la variation de mouvement considérée. Quant au coefficient d'amortissement de (11), il me semble, dans le cas pratique, qu'on peut faire amortir ce système en essayant des tubes de differents diamètres, bien que la formule soit insuffisante.

Pour le choix du liquide on a les quatre conditions suivantes: a) la densité doit être petite, b) la viscosité doit être petite, c) pas de solidification, ni d'évaporation à la température ordinaire, d) il ne doit pas se transformer à la longue. Parmi les liquides ne se transformant pas avec le temps, j'ai choisi ceux dont la viscosité est petite.

Tableau I.

liquide	viscosité (0°c)	température de solidification	température d'ébullition	densité (20°c)
Pentane	0,00283 c.g.s.	−200° c.	36,2 c.	0,626
Ether	286	−123,3	34,6	714
Hexane	396	− 94,3	69,0	660
Heptane	519	− 97,1	98,4	684

Dans ce tableau, on peut choisir l'heptane comme remplissant le mieux les conditions exigées et toutes les expériences sont exécutées avec ce liquide.

Quant à la viscosité, on constate qu'elle ne joue pas un grand rôle dans l'amortissement du système pour des valeurs de cet ordre de grandeur.

3. Expériences.

J'ai essayé de connaître les caractéristiques de cet accéléromètre. La première expérience est exécuté dans le cas d'une force statique. Au crochet c (Fig. 1.) j'ai attaché un fil de soie transmettant l'effet de la force statique de pesanteur par l'intermédiare d'une poulie. Comme le montre la figure 2, les

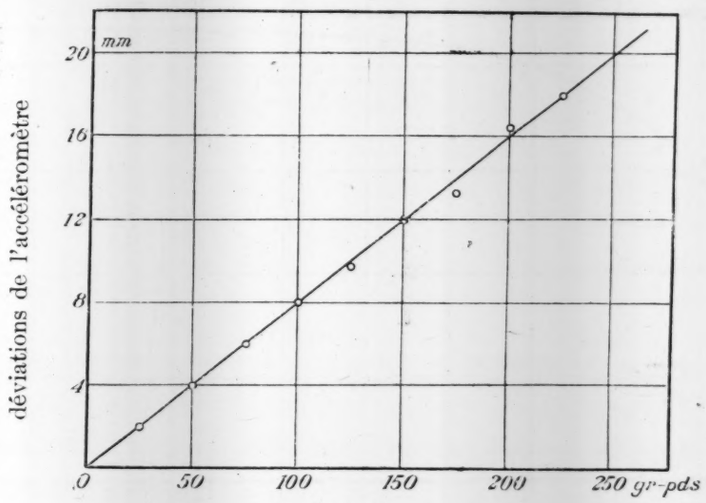


Fig. 2.

déviations du liquide sont proportionelles à l'intensité de la force appliquée et elles atteignent presque 4 mm. pour la valeur d'accélération de $\frac{1}{100}$ de g. Quand la déviation du liquide devient suffisament grande, elle ne parvient pas immédiatement à sa dernière position à cause de la viscosité. Pour avoir une valeur théorique de la déviation du liquide en fonction de la force statique, on aura une équation dérivée de (9):

$$h''=\frac{mgH}{2EA}\cdot\frac{s_1}{s_2}N \tag{14}$$

où m est la masse ajoutée pour donner la tension au fil. Si l'on pose $m=50$ gr dans (14), on a

$$h''=4{,}0\text{ mm}. \tag{15}$$

qui coïncide très bien avec le résultat de l'expérience représentée par la figure 2.

La deuxième expérience est exécutée à l'aide d'un fil élastique de caoutchouc dont une extrémité est attachée au crochet c. A l'autre extrémité du fil j'ai

provoqué un mouvement sinusoïdal à amplitude constante et de différentes périodes. J'ai, naturellement, laissé la tension de ce fil assez grande pour que la période propre du fil soit petite par rapport à la période appliquée. Par conséquent la masse recevra la même amplitude de forces ayant des périodes différentes. Grâce à cette méthode, J'ai obtenu facilement une courbe d'étalonnage qui est presque horizontale dans la région considérée. (Fig. 3)

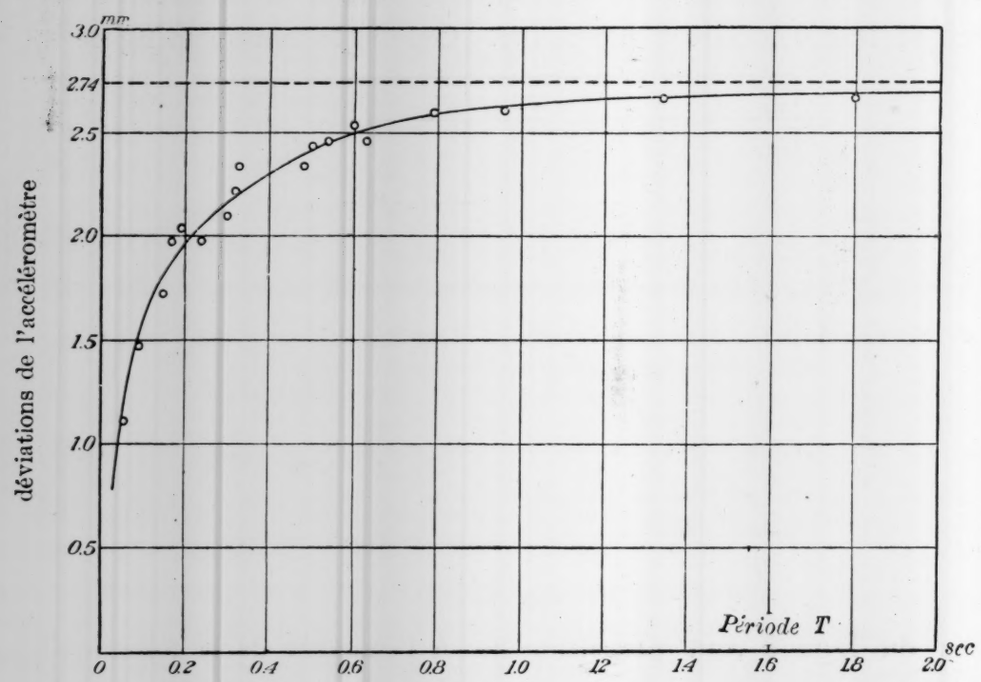


Fig. 3.

J'ajouterai que cette courbe d'étalonnage coïncide bien avec celle resultant d'une expérience exécuté sur une plate-forme oscillante jusqu'à 0,3 sec. de période, bien que cette méthode d'étalonnage ne corresponde pas exact aux cas pratiques surtout la période diminue. Au commencement de cette expérience, cependant, je n'ai pas mis de partie étroite au tube capillaire et la courbe trouvée était telle qu'il existe une sensibilité maxima correspondant à la période propre. On en conclut que la viscosité du liquide n'intervient pas beaucoup pour faire amortir ce système.

Cette courbe d'étalonnage montre que la sensibilité demeure presque constante jusqu'à 0,5 sec. de période, tandis qu'elle diminue brusquement quand la période approche de zéro. Ceci provient, naturellement, de la propriété du système vibrant et même la solution de (2) ou l'oscillation forcée de (10) donne

aussi ce caractère. Le phénomène de diminution de sensibilité en approchant de zéro est parfaitement rigoureux comme un phénomène naturel. D'autre part, si la sensibilité est constante jusqu'à zéro, l'accéléromètre enregistrera principalement les forces de période presque nulle. Cela tient à ce que l'amplitude de l'accélération est représentée par $\frac{4\pi^2 a_0}{T^2}$ et elle devient infinie pour $T=0$, quel que soit a_0. D'ailleurs tout système qui a sa période propre, donne une courbe de ce genre sous l'action d'une force périodique. De l'équation (2), on a pour l'amplitude d'oscillation de la masse de ce système:

$$A=\frac{f}{\sqrt{(p^2-n^2)^2+4\kappa^2 n^2}}$$

posant $\frac{n}{p}=q$ et $\frac{\kappa^2}{p^2}=S$ comme nouveaux paramètres, on a

$$A=\frac{f}{p^2}\frac{1}{\sqrt{(1-q^2)^2+4Sq^2}} \tag{15}$$

et

$$\frac{1}{q}=\frac{T}{T_0}$$

On aura donc la figure 4, ayant $\frac{T}{T_0}$ pour abscisses et $\frac{1}{\sqrt{\left(1-\frac{T_0^2}{T^2}\right)^2+4S\frac{T_0^2}{T^2}}}$ pour ordonnées. On obtient une série de courbes en changeant la valeur de S et on a une courbe convenable pour $S=\frac{1}{2}$. La diminution de sensibilité quand

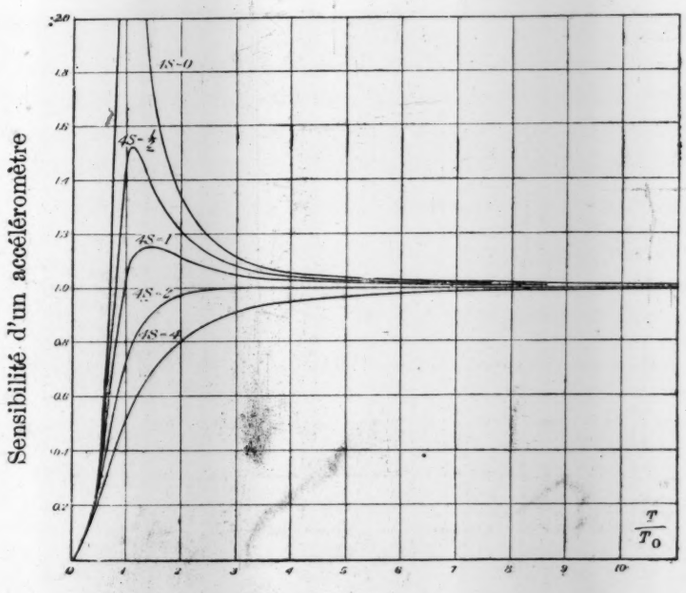


Fig. 4.

$\frac{T}{T_0}$ approche de zéro se présente de la même façon pour toutes les courbes

quel que soit le degré d'amortissement. Ces phénomènes s'observent dans le cas de cet accéléromètre. Précédement, j'ai fait remarquer qu'il y a deux systèmes d'oscillation propre: l'un est l'oscillation de la masse avec le caoutchouc et l'autre est l'oscillation du liquide avec un espace d'air. Cependant quand on amortit la dernière avec un amortisseur d'air, la première est amortie aussi par du fait que sa période propre est plus petite.

La troisième expérience est faite sur une plate-forme suspendue par quatre tiges de bois, et on change la période en faisant varier la longueur de ces tiges. Pour vérifier que la déviation de l'accéléromètre est proportionelle à l'amplitude des déplacements demeurant dans la même période, on observe la diminution de l'amplitude d'oscillation de la plate-forme.

Le déplacement de la plate-forme est enregistré au moyen d'une plaque de verre (à faces planes et parallèles) qui se trouve placée entre l'objectif et la pellicule photographique. Elle est inclinée à 45° et une source lumineuse est placée en dehors de la plate-forme perpendiculairement au mouvement de celle-ci. L'image de cette source et celle de la déviation du liquide sont enregistrées en même temps sur une pellicule photographique enroulée sur un tambour entraîné par un mouvement d'horlogerie. Par suite de l'existence de l'épaisseur de la plaque, on a deux images de déplacement enregistrées sur la

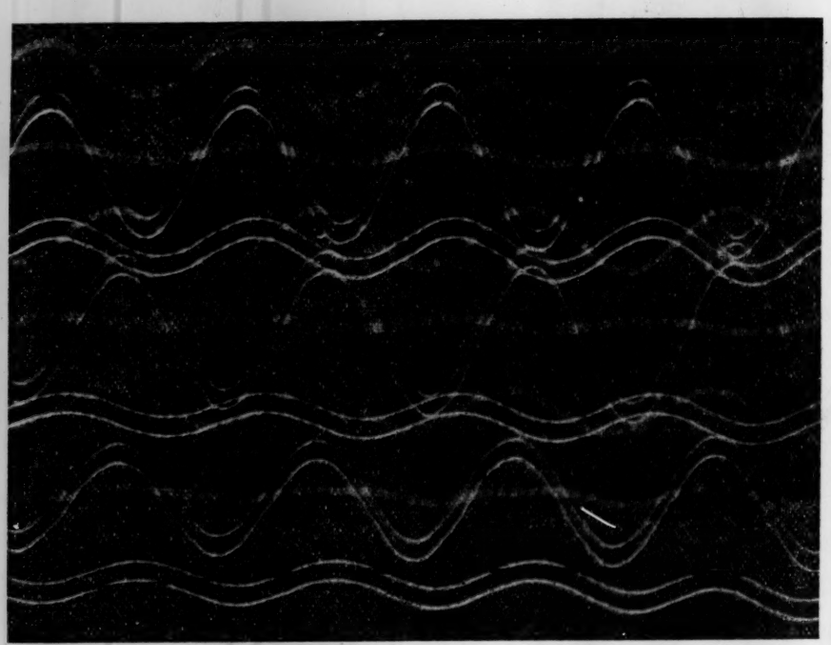


Fig. 5. (T=1,96 sec.)

pellicule comme la montre la figure 5.

L'existence de l'inéquilibre des masses du régulateur d'horlogerie donne l'oscillation de force à l'accéléromètre. Bien que l'accéléromètre montre tell enregistrement de l'origine de ces conditons, on ne peut pas le considérer tout de suite l'indication d'accélération. C'est parce que cette période a une valeur comparable à la période propre d'accéléromètre. C'est, cependant, une vérification de l'existance d'une oscillation ayant ses amplitudes très petites. La figure 5 montre clairement ce phénomène.

En diminuant la longueur des tiges et en appliquant une force élastique, je suis parvenu à des enregistrements correspondant à des périodes 1,98 sec. jusqu'à 0,38 sec. D'après des enregistrements d'accélérations exécutés par cette méthode, j'ai obtenu le diagramme figure 6 qui montre le rapport entre le déplacement et l'accélération.

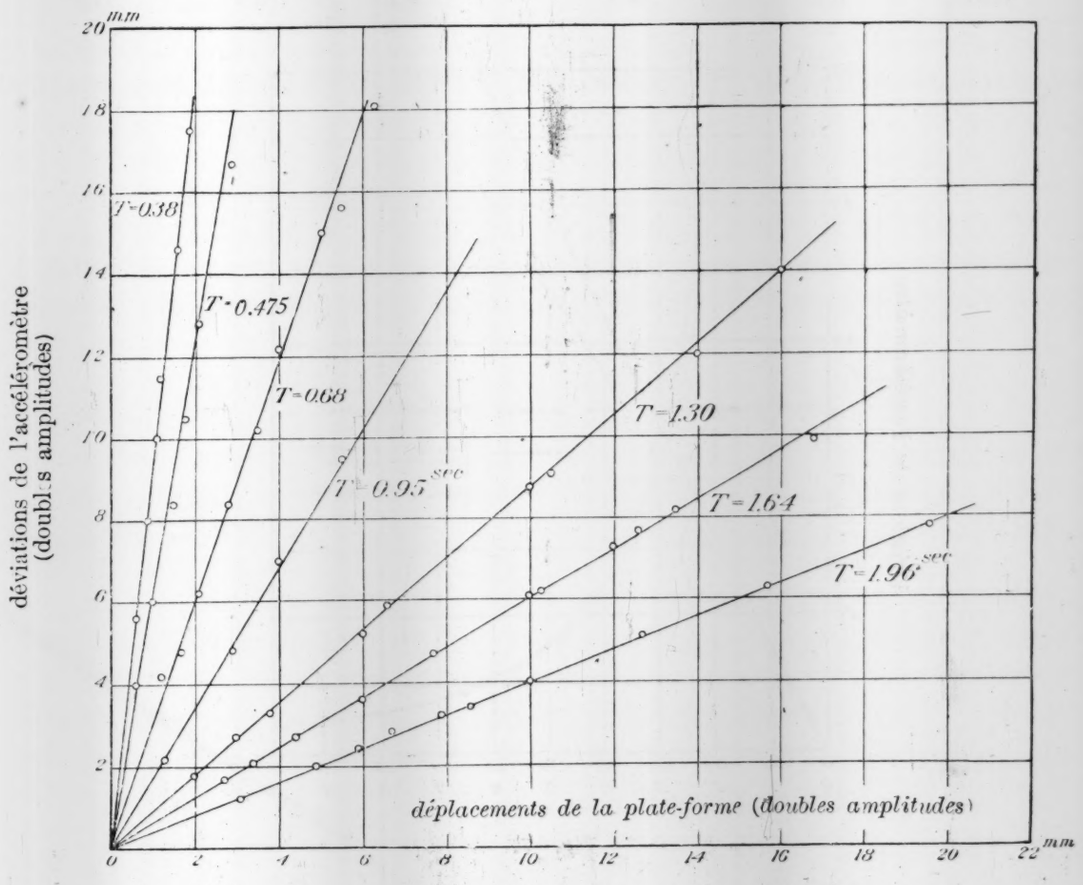


Fig. 6.

On voit dans celui-ci que la déviation de l'accéléromètre est toujours une

fonction linéaire de l'amplitude du déplacement. Pour connaître la relation entre la déviation et la période, j'ai recherché d'après la figure 6, la déviation qui correspond à 5 mm. de double amplitude de déplacement pour toutes les périodes et j'ai obtenu le tableau suivant:

Tableau II.

période (T)	$\frac{1}{T^2}$	déviations de l'accéléromètre pour 5 mm. de double déplacement de la plate-forme	calculs	différences	diff/calculs
1,96 sec.	0,261	2,0 mm.	2,1 mm.	0,1	0,05
1,64	0,372	3,0	3,0	0,0	0,00
1,30	0,592	4,4	4,7	0,3	0,06
0,95	1,11	8,5	8,9	0,4	0,05
0,68	2,16	15,0	17,3	2,3	0,13
0,475	4,43	30,5	35,5	5,0	0,14
0,38	6,93	46,0	55,3	9,3	0,17

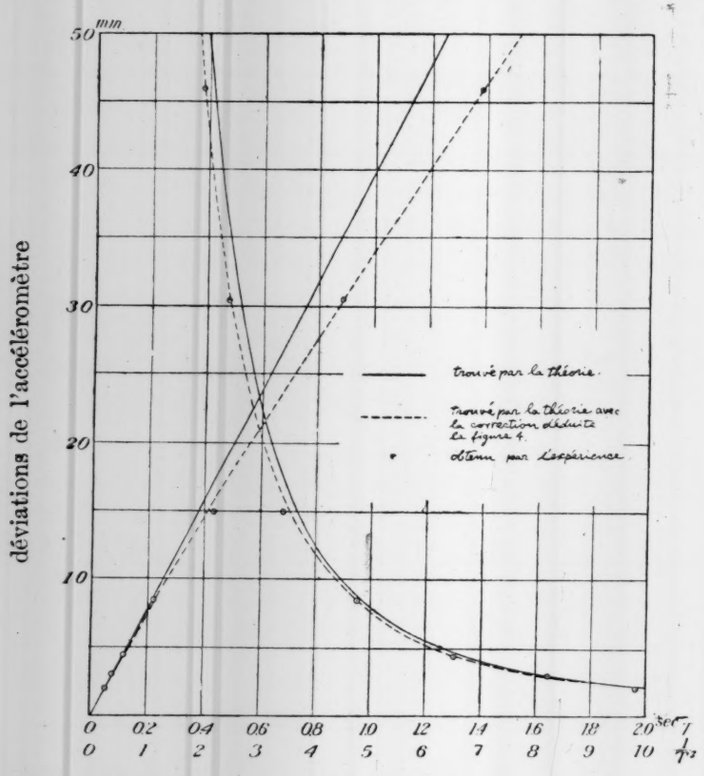


Fig. 7.

Dans le tableau on trouve une certaine différence entre la déviation établie par l'expérience et celle établie par le calcul. Cela tient à la diminution de

la sensibilité quand la période diminue et si l'on compare cette différence à la courbe de la figure 3, on observera que les chiffres concordent. J'ai représenté ces données dans la courbe de la figure 7. La déviation représentée par l'échelle de $1/T^2$ correspond d'après le calcul à une ligne droite quand la période est grande; mais le fait qu'elle ne suit plus cette ligne droite lorsque la période diminue, est dû à la diminution de la sensibilité.

La quatrième expérience est faite avec une plate-forme que l'on fait osciller à l'aide d'un moteur. Cette plate-forme était posée sur quatre billes d'acier et les ébranlements étaient provoqués par une tige poussée directement par le moteur. Dans ce cas, cependant, bien que le déplacement paraisse devoir être représenté par une courbe sinusoïdale, les indications de l'accéléromètre n'ont pas ce caractère: il y a des rides qui se superposent à l'onde fondamentale, et dont les périodes sont différentes. Cela tient à deux défauts d'installation: l'un est l'imperfection mécanique de la connection de la tige avec le moteur qui comporte un certain jeu; et l'autre tient aux aspérités de la surface des rails où roulent les billes d'acier. Afin d'éviter ces conditions, j'ai introduit un ressort au milieu de la tige au moyen de laquelle le mouvement réciproque du moteur donne principalement la force à la plate-forme. Naturellement, le mouvement de celle-ci était sans à-coups et son amplitude d'oscillation diminuait avec sa période. Ceci convenait très bien à mes intentions; la déviation de l'accéléromètre conserve toujours la même amplitude quelle que soit la période. Mais comme il y a une période de résonance de la plate-forme dans le cas d'un ressort, j'ai ajouté un amortisseur à huile afin d'éviter de trop grandes amplitudes de résonance. Les résultats que j'ai obtenus par cette expérience coïncident bien avec ceux qu'on a trouvés par une autre méthode. De plus j'ai tenté de trouver s'il y avait quelque différence de phase entre le déplacement et la déviation; je me suis assuré, cependant, qu'il n'avait aucune différence entre les deux jusqu'à la période de 0,2 sec. qui était la limite de cette expérience. On a aussi des rides qui se superposent aux ondes principales et celles-ci sont remarquables surtout si le mouvement est lent.

Mes études ont porté jusqu'ici sur un accéléromètre d'un type destiné à mesurer les mouvements horizontaux. La construction d'un accéléromètre pour les mesures de mouvements verticaux est cependant plus facile. Il y a seulement un bourrelet de caoutchouc sur lequel est disposée une masse M (3kg.); les autres arrangements sont les mêmes que ceux de l'instrument horizontal.

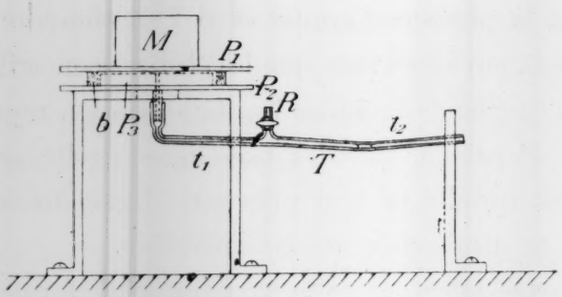


Fig. 8.

A cause de la difficulté de réalisation d'une plate-forme oscillant verticalement, je n'ai pas encore obtenus de résutats d'expérience faite sur des forces purement dynamiques. Néanmoins, à la suite de l'expérience statique et de l'expérience faite avec un fil élastique tendu, j'ai pu m'assurer que la sensibilité de l'appareil est uniforme. Les deux expériences sont représentées par la figure 9 qui montre que l'appareil est sensible même pour une valeur d'un millième de l'acceleration de la pesanteur, bien que sa période propre soit un peu augmentée.

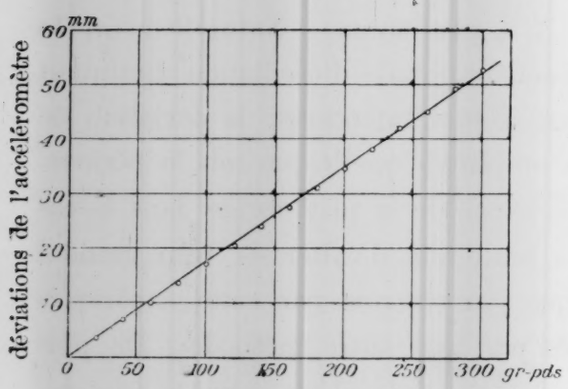


Fig. 9. a

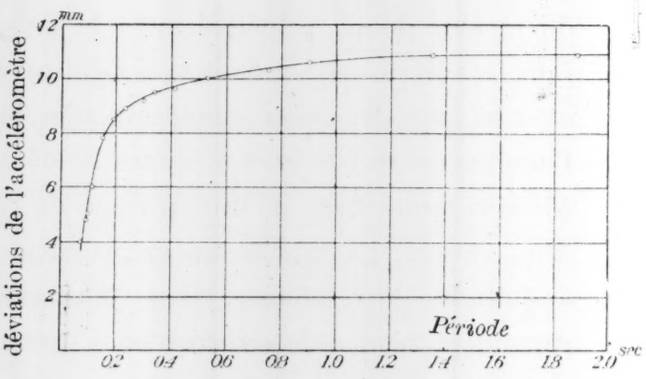


Fig. 9. b

4. Remarques.

On constate que les variations de pression atmosphérique provoquent une certain déviation du liquide. Ceci est dû à l'existence de l'espace d'air dans cet instrument. D'une part je l'ai rendu beaucoup moins sensible par la diminution de cet espace; d'autre part, je projette de construire un accéléromètre ayant un tube capillaire communiquant avec deux espaces situés des deux côtés de la masse. Il en résultera naturellement, quelques difficultés pour

l'étalonnage avec un fil élastique tendu, de l'éclairage du liquide par une source luminense, etc. Les applications de cet instrument ne se bornent pas à l'étude des phénomènes sismiques. Il y a d'autres problèmes, tels que ceux concernant les vibrations des trains, les ébranlements des bateaux, etc. pour lesquels cet accéléromètre pourra être utilisé et pourra donner d'intéressants résultats.

Pour terminer, je tiens à exprimer mes vifs remerciements à Monsieur le Professeur K. Suyehiro, directeur de cet Institut, dont les conseils m'ont été très utiles, ainsi que Monsieur le Sous-professeur S. Mizushima, dont les suggestions à propos du choix des liquides m'ont été infiniment précieuses.

Juillet 1927.

Institut de Recherches sur
les Tremblements de terre,
Université Impériale de Tokyo.

關東地方に於ける地震活動の短期統計的研究

所員 今村明恒
囑託員 保田柱二

On Some Seismic Zones of the Kwantô District as Revealed by Means of a Short Period Statistics[1]

By

Akitune IMAMURA and Chuji YASUDA

(Abstract)

In studying the distribution of earthquakes, which took place in the Kwantô district during 1914-1921, the late Prof. Omori pointed out four distinct seismic zones or areas which may be assumed to exist there; namely, the Bôsô peninsula, the Kinu-gawa basin, the Sagami district (including the Sagami Bay) and the sea-bottom off the coast of the provinces of Hitati and Iwaki.[2] (Fig. 1.) But his statistics was, on one hand. based on observations made in an epoch of duration too short for the purpose of revealing the seismic zones in general, while, on the other hand, the number of earthquakes taken into consideration was too small and the location of the epicentres rather inaccurate, so that it was hopeless to discover any special character of each zone on that basis.

The present authors started the seismic triangulation of the same district at the beginning of the last year and were successful in locating 245 shocks (57 felt and 188 unfelt), which took place during the subsequent 9 months within the circular area of 160 km. radius with Tokyo as its centre, whereas Prof. Omori located there only 152 epicentres from his 8 years observation. (Fig. 2-6, Tab. I-III.) This success is to be attributed, first, to the addition of the seismic stations such as Kamakura, Kiyosumi, etc. (Fig. 6), and, secondly, the introduction of our new portable tromometer,[3] which is available in measuring the earth's movement from 1 mm. to 1 micron in amplitude and from 0.1 sec. to 4 or 5 sec. in period.

1) Full note of the paper published in the Proc. Imp. Aca., 3, No. 2.
2) F. Omori: Seismological Notes of the Imp. Earthq. Inv. Comm., No. 2, §15 and Fig. 2.
3) Bull. Earthq. Research Inst., Tokyo Imp. Univ., I, pp. 7-26, (Fig. 1-3).

Let us now describe some remarkable characters of the seismic zones as revealed by means of this statistics. The most conspicuous feature may be a completion of cycle or epoch of minor activity in the Tama seismic zone (Fig. 4-6). It became rather active in January about the middle point of the zone: the activity migrated a little eastwards in February, but was less active in March (Fig. 4). Similar movement was repeated during the subsequent three months (Fig. 5), but in July the activity was revived with augmented energy in the western part and at last it culminated on Aug. 3 about the middle point of the zone causing slight damages in Yokohama and Tokyo. Afterwards, more or less after-shocks were experienced for a few days, but finally the whole zone became quiet (Fig. 6).

Another conspicuous feature is found in the seismic zones along the drainage basin of the Kinu-gawa. Possibly there may exist two seismic zones which run parallel to each other in their southeastern part but diverge in the other part, one running northwards and the other northwestwards. As seen from each figure, the cycle of their minor activity is usually completed within a few months.

So far we have pointed out the three different seismic zones, of which the southernmost corresponds to the Tama fault.[1] As regards the other two, we have at present no such structural identities; the place is so deeply covered with soil that its subterranean feature has hitherto been unknown.

故大森博士は大正三年より同十年まで八年の間に於て、關東地方に感じた地震の震原分布を調査し、之れによりて凡そ四ヶ所の起震地域を認められた（第一圖大森博士調査東京地方有感地震分布、大正三年乃至同十年)(震災豫防調査會觀測錄第二號第十五條及び第二圖參照)。即ち其地域は第一房總半島、第二鬼怒川流域、第三相模灣を含める相模地方、第四常磐沖である。博士が此調査に採用せられた地震回數は百九十九に及んで居るが、此中には稍〻隔つた場處に發生したるものまで含まれて居るので、若し東京を中心とし、半徑百六十粁の圓を畫くときは、其圓内に含まれる震原の數は百五十二箇となるのである。右の様な調査は當該地方に於ける地震活動の一般的概念を得るには大切な事件であつて、此目的の爲めには更に長期に亘りて統計を進める必要がある。現に博士も認められた如く僅に八年間の統計に於ては、東京及び其四近の地方の活動狀態が全く表はされて居ないからである。尙ほ博士の調査は、東京帝國大學地震學教室の觀測を基とし之に銚子及び水戸測候所の觀測を加へて震原推定に資したものであるが、器械の

1) N. Yamasaki: Jour. Fac. Sc. Tokyo Imp. Univ., II. 2.

精密さと觀測網の目の粗なる點に於て多少の憾みがある。推定せられた震原の中には實際との誤差四五里に及ぶものがあるであらう。且つ採用せられた地震が有感程度以上のみであるが爲め、其回數が非常に少なく、之れからして地震活動の地方的特徴、若し出來得るならば、表面土壤下に隱された起震帶でも搜索し樣とするには不適當であつたのである。

我々の本調査は此處に最後に述べた目的の爲めに豫備的に行つたものである。此爲めに我々が新たに採つた手段は地震觀測網を密にすることゝ、感覺なき微震までも拾取ることであつた。第一の手段の爲めには第六圖に示した通り、先づ神奈川縣下鎌倉と千葉縣下淸澄とに觀測設備を行つたのである、淸澄は本大學演習林が其處にあるが爲め、其の構內に極めて簡單な觀測小屋を設けたに過ぎないが鎌倉は豫ねて山階宮から此目的の爲めに下賜せられて居た地所に、雨潤會から寄贈せられた費用を以て、稍々完全に近き觀測所が立てられたのである。此等の觀測所、特に後者の如きは、本報告の如き豫期せられたものゝみならず、既に發表せられた關東大地震の分析的調査の如き豫期せられなかつたものまで副產物として收穫せられたのであつて、其効力の偉大なことを思ひ、此機會を利用して關係の方々に對し感謝の意を表したいのである。(觀測點位置については第一表參照)

次に第二の手段として採つたのは觀測器械として我々の新案に成る十四年式簡單微動計を選擇したことである。此器械の詳細は當所彙報第一號に述べてあるが、此器械の特徴種々ある中で、震原推定に有効なるが如きは其第一に數ふべきものであらう。結局此器械の利用によりて最大振幅 0.002 粍(二ミクロン)位の近距離地震、言換ふれば、有感地震最小限度の五十分一程度のものまでも網羅せられる樣になり、從て大森博士八年間百五十二回の地震調査に比較して、僅々九ケ月間に二百四十五回の多數に上り、正に二十倍の成績を擧げ得たと言はなくてはならぬ。而も觀測網の密となつた關係上、震原推定の誤差は遙に小さくなり、凡そ以前の五分の一に減却せられたであらう。第二表及第三表は即ち今回得られた觀測結果を示すものであるが、先般自分が口述報告したものに多少增補してある。

此等の表に網羅した地震を地圖に盛込むに當つて、全部之を一圖に記入すると大森博士の得られた概念の外に、東京並に其周圍にも震原が相當に數多く分布されることが氣附かれる。第二圖は有感地震だけの分布を示し、第三圖は有感並に無感地震全部の分布を示すものである。何れにしても關係地方に於ける地震活動

の概況だけは之れにても想像し得られないことはないけれども、前に注意した様な地方的特徴とも稱すべきものは明瞭に表はされて居ない。それで期間を更に短かく刻んで毎一月間の分布を畫き、更に便宜の爲めに連續三月間を一圖に纏めて見た。第四圖は大正十五年一月乃至三月の毎月分布を示し、第五、六圖も次々の三月間に於ける毎月分布を示すものであるが、尙ほ過去の沿革を參照する爲めに、後の二圖には大正十五年一月以來のものが加へてある。

此等の地震分布狀態によりて、相模地方又は房總半島に於ける地震活動の特徴を見出すことは困難であるが、鬼怒川流域並に東京附近特に南方多摩川流域に於けるものには注意すべき事項がある。

第四圖により鬼怒川流域には第六圖に示した様な二條の起震帶が見え、而も其の活動が三月間に略ぼ一順したかの如き觀がある。さうして此狀態は次々の三月間に益々明瞭になり、特に東北側の一派は七月に至りて銚子沖にまで伸びた様な觀を呈して居る。

東京附近に於ては、略ぼ之を貫いて北西から南東へ走る一線が在るらしく見えるが、東京灣の北東沿岸に沿ふて起る地震には其記象に著しき特徴が存在し、他のものと容易に區別し得られる。但し統計に取つた九月間にては小活動が一順し終らないらしく、地震回數が比較的に少い。

多摩川地震帶は今回統計に取つた九月間に於て活動狀態が最も明瞭に表はされたものである。即ち羽田附近を中心として一月から二月まで活動次第に東漸したものゝ、三月は單に無感地震を同地域に起したに止まり、四五月に於てはそれが同じ順序に盛返されて六月には再び稍〻靜まり、七月に於ては活動が西方に伸び、遂に八月三日に於て中央部たる羽田附近に夫の强震を起したのであるが、此絶頂が通り越されると地震數が急に減退し、茲に此地震帶の活動の一段落を告げたことになる。

以上は短期統計によりて想像せられた東京四近の或る地震帶の模索に過ぎないのであるが、此豫備的調査によりても、幾分の收穫はあつた様に思ふ。若し此觀測網の東部と西部とを更に密にしたらば、一層精確な結果が擧げられさうに思はれる。三崎臨海實驗所構內には昨大正十五年十月から觀測を開始し、秩父演習林構內にては本年六月から觀測を開始した。又近く千葉方面に一點を加へたい希望を有して居る。

斯く觀測網を密にすると共に、觀測器械の倍率を更に大きくすることによりて一層微細な地震までも網羅し得る様にすることは此種の研究を更に有効に導くものであらうと考へる。但し此は我々の觀測網の第三次の整頓として暫時保留して置く。

序を以て、統計期間内に觀測した二三の稍〻著しき地震に就いて細說を試みる。(The result of observation of some remarkable earthquakes.)

一 大正十五年四月十八日の地震

No. 1. The earthquake of April 18, 1926.

東京本郷觀測 Tokyo observation (Fig. 7) 發震時午後三時五十四分三十三秒、初期微動繼續時間五•五秒主要動は最初の十五秒間著しく、戸障子を動搖せしめたが、三十秒を經て全く緩振動となり、初發より約十分で鎭靜した。

水平動觀測

初期微動——初動は〇•一七秒間に、四みくろん(以下みと略記する)南へ、一〇み西へ動いたから、其方位は南五十五度西(地震計位置の修正を加へ)となる。初期微動は二段に分たれる、初めの一•四秒間は振動小さく、其平均振幅(2a)は、南北動二四み、東西動二〇みで、〇•一七秒、〇•三五秒、〇•八八秒等の週期を示して居る。一•四秒の終りに、一·五秒の週期を有する振動が現はれ、其第一動は一一〇み南、一四〇み西、第二動は一五〇み北、一九〇み東である。此様式の振動は初期微動の終りまで續き、其上に週期〇•二六秒、〇•三五秒、〇•六秒、平均振幅、南北動一三六み、東西動一〇〇みなる急振動が重なつて居る。

主要動——主要動の初めに最大動が現はれて居る、南北動、第一動三八〇み北第二動四八〇み南で、其週期は〇•八八秒である、東西動、第一動五四〇み東、第二動五七〇み西で、其週期は一•一五秒である。次の十秒間では南北動は〇·二四秒週期の振動が最も著しく。其平均振幅は三〇〇みである、東西動は〇•二二秒週期のもの著しく、其平均振幅は三四〇みである。

上下動觀測

上下動は三六〇みの著しい下方動で始まつて居る、次の振動は其振幅を減じ、凡そ九〇みから一四〇み位の間を往來して居る。振動の週期は、初期微動では、主に〇•二七秒、〇•五三秒、〇•八秒、一•一秒、二•三秒程度のものが現はれ、主

要動では〇·二七秒、〇•五六秒、一•一秒、三•七秒程度のものが尤もよく現はれて居る。

鎌倉由比濱觀測 Kamakura observation　初期微動繼續時間五秒、主要動は初めの十三秒間著しく次第に減衰して、初發より約十分で鎭靜した。

水平動觀測

初期微動——初動は比較的緩慢であつて、一•二秒間に、三六み南へ、三み西へ動いたから、其方位は南六度西となる。南北動、東西動共に二•四秒週期の緩なる振動が現はれ、其上に週期〇•〇八秒、〇·一七秒、〇·五一秒、〇•四三秒最大振幅南北動七二み、東西動七〇みなる急振動が重なつて居る。

主要動——東西動、初めに二·三秒週期の緩なる振動がある、其第一動五八〇み西、第二動一〇三み東であつて、引續き十三秒間は振動尤も著しく、週期〇·六秒、平均振幅七六〇みで、其上に〇·一一秒、〇·三四秒、一·五秒週期の波が重なつて居る。南北動、初めに振幅一五〇み北の振動が現はれ次第に振幅を增し、二·五秒の後、最大動一五八〇み(週期一·五秒)が現はれた。夫より約九秒の間は振動著しく、其週期〇·五秒、平均振幅五二〇みである。

上下動觀測

上下動は八〇みの明瞭な上方動で始まり、振動頗る著しく、主要動になつてから、猶十五秒間續き、それから次第に緩となる。主なる週期は、初期微動では、〇·五秒、〇·九五秒、二·四秒等であつて、最大振幅は一〇〇みである。主要動では、〇·九五秒、二·四秒等であつて、最大振幅は二五〇みである。

淸澄觀測 Kiyosumi observation　初期微動繼續時間十秒、主要動繼續時間二十秒、總繼續時間約十分。震原までの距離遠ければ、振動は比較的緩で且單純である。

水平動觀測

初期微動——初めの一·三秒間には、週期〇·六五秒なる極めて微小な振動が現はれ、續て一·九秒、三·五秒週期のものが現はれた、そして其上に〇·一九秒、〇·三秒等の急振動が重なつて居る。此等急振動の平均振幅は、南北動、東西動共に一〇みであつて、緩振動の振幅は三〇みである。

主要動——南北動、初めの一·九秒間に五〇み北、一八〇み南の往復振動が現はれ、引續き三·八秒間に、最大動——二七〇み北、二四〇み南——が現はれた。續

て振動は猶一層緩となり、其上に〇·一九秒、〇·三七秒、〇·五六秒等の急振動が重なつて居る。東西動、初めの〇·九秒間に九〇み東の振動が現はれ、引續き八秒間に二つの大なる往復振動が現はれた、其第一動三九六み西、第二動五六〇み東第三動四九〇み西、第四動二九〇み東である。此等の緩振動上には〇·一九秒、〇·四七秒、〇·九四秒等の振動が重なつて居る。

震原　以上三ヶ所に於ける觀測の結果を綜合して見ると、震原は東京より南五十五度西の方で、約二十七粁の距離にある川和附近に當り、深さは約二十九粁と出て來る。此結果は筑波、銚子等に於ける觀測とも調和する。

二　大正十五年四月二十七日の地震

No. 2. The earthquake of April 27, 1927.

東京本郷觀測 Tokyo observation (Fig. 8)　發震時午後十一時十七分二十三秒、初期微動繼續時間八·六秒、主要動繼續時間二十五秒、總繼續時間約五分。

水平動觀測

初期微動——初動、二み南、一み東、方位南三十九度東。初期微動は二段に分たれる、初めの一·四秒間は四つの微小なる振動があり、其平均振幅は、南北動二み、東西動四みで、其上に〇·一秒週期の波が重なつて居る。次の部分では南北動に於ては全體を通じて週期〇·五二秒、平均振幅四八みの振動が現はれ、其上に〇·一秒、〇·二秒週期のものが重なつて居る。東西動、初めの部分には〇·六秒週期、平均振幅二〇み、次の部分に於ては〇·八秒週期、平均振幅三二みの振動が現はれ、其上に〇·一秒、〇·二秒、〇·四秒週期のものが重なつて居る、此等の急振動の振幅は八乃至一六みである。

主要動——初めの〇·八秒間に、南北動では第一動七〇み、第二動二一二みの二往復振動が現はれ、同時に東西動では三八六みの一往復振動が現はれて居る。次の十秒間は振動急で且著しく、主な週期は〇·五秒であつて、其最大振幅は南北動で一八〇み、東西動で二六〇みである。

上下動觀測　初めの一·六秒間は振動微小であつて、其初動は七みの下方動である。夫より急に振幅を增し（第一動二〇み上、第二動三〇み下、週期〇·五秒）、九秒の後最大動一一〇みとなる。爾後二十秒間振動著しく、主なる週期は〇·五秒、〇·八秒、一·一秒、一·七秒等である。

鎌倉由比濱觀測 Kamakura observation　初期微動繼續時間九·七秒、主要動繼續時間十五秒、總繼續時間五分。

水平動觀測

初期微動——初動は〇·三秒間に四み南へ、六み西へ動いたから、其方位は南五十七度西となる。初期微動の主なる振動の週期は〇·五秒であつて、其最大振幅は、南北動で四二み、東西動で四四みである、其上に〇·一四秒、〇·一六秒、〇·三二秒週期の波が重なつて居る。

主要動——主要動は比較的緩な振動で始まつて居る。一·三秒の後最大動となり、一·八秒間尤も著しい。今順次の振動を列擧すれば次の通りである。

波動番號	1	2	3	4	5	6	週期（平均）
南北動(み)	44 *N*	192 *S*	174 *N*	150 *S*	160 *N*	120 *S*	0.43 *s*
東西動(み)	104 *W*	72 *E*	32 *W*	42 *E*	76 *W*	80 *E*	0 43 *s*

爾後南北動は七〇み以下に減じたが、東西動は猶十秒間は著しく、其平均振幅一〇〇みである。週期。振動の週期は南北東西動共殆ど同じであつて、其主なるものは〇·二秒、〇·三秒、〇·五秒、〇·八秒等である。

上下動觀測

初動は五〇みの上方動、第二動は六〇みの下方動であつて、其週期は〇·七二秒である。夫より振幅少しく減じて、主要動となり、再び次第に增して、最大振幅一〇〇みとなる(初發より十二秒後)。主なる振動の週期は〇·三六秒、〇·七二秒一·四秒等である。

清澄觀測 Kiyosumi observation　初期微動繼續時間十秒、主要動最强部繼續時間十秒、總繼續時間十分。

水平動觀測

初期微動——初めの〇·三五秒間に、南北動は初めに一み北へ、次に四み南へ動いたが東西動は初めに極めて僅に西へ、次に二み東へ動いた。次の〇·五二秒間に、南北動は八み北へ、次で八み南へ動き、東西動は四み西へ、次で四み東へ動いた。之からして初動の方位を決めると、南二十九度東となつた。初期微動に於て著しき振動は週期〇·五二秒のであつて、其平均振幅は南北、東西動共に八み

である、其上に〇·〇八秒、〇·一七秒等の急振動が重なつて居る。猶南北動に於て二·三秒、東西動に於て二·六秒週期の緩な振動が現はれて居る。

主要動——初めの〇·八七秒間に、南北動は四八み北、九六み南なる一往復振動が現はれ、東西動は一〇〇み西、一〇四み東、四〇み西、六〇み東なる二往復振動が現はれて居る。南北動では次の四秒間が振動尤も著しく、〇·四三秒、〇·八七秒、一·七四秒等の週期が現はれて居る。東西動では七秒間が振動尤も著しく、〇·三五秒、〇·六秒、一·七秒等の週期が現はれて居る。

震原 以上三ヶ所の觀測の結果によつて見ると、震原は東京から南三十九度東の方、二十五粁の距離に當り、東京灣の中部らしく、深さは約五十粁に出て來る。

三 大正十五年五月一日の地震

No. 3. The earthquake of May 1, 1927.

東京本郷觀測 Tokyo observation (Fig. 9) 發震時午前二時三十六分十八秒、初期微動繼續時間八·六秒、主要動最强部繼續時間十五秒、總繼續時間約六分。

水平動觀測

初期微動——初動は〇·二秒間に六み北へ、一〇み西へ動いたから、其方位は北七十三度西となる。初期微動は判然と二段に分たれる。初めの一·六秒間は振動微で急である、其最大振幅は南北動で四〇み、東西動で二〇みで、〇·一秒、〇·四秒、〇·六秒等の週期を示して居る。一·六秒の終りで振幅が急に大きくなり、南北動で一二〇み、東西動で八〇みとなる。此部分に於ける週期は、南北動では主に〇·六秒であつて、一·〇秒、二·六秒の緩な振動が加はつて居る。東西動では主に〇·四秒であつて、其上に〇·二秒のものが重なつて居る。

主要動——主要動に入りてから振幅急に大きくなり、三·五秒の間尤も著しい、今其順次の振動を擧げれば次の様になる。

波動番號	1	2	3	4	5	6	7	8	9
南北動(み)	320 *S*	360 *N*	440 *S*	470 *N*	310 *S*	650 *N* (13 *s* 後)	512 *S*	190 *N*	250 *S*
東西動(み)	190 *E*	446 *W*	390 *E*	344 *W*	460 *E* (0.9*s* 後)	424 *W*	390 *E*	396 *W*	402 *E*

波動番號	10	11	12	13	14	15	16	週期(平均)
南北動(み)	270 *N*	340 *S*	462 *N*	440 *S*	410 *N*	180 *S*	150 *N*	0.6 *s*
東西動(み)	214 *W*	180 *E*	410 *W*	390 *E*	310 *W*	210 *E*	160 *W*	0.6 *s*

次の十五秒間に現はれた振動の振幅は、南北動で平均二八〇み、東西動で平均二二〇みである。

上下動觀測

上下動は二〇〇みの著しい上方動で始まる、第二動四〇み下、第三動一五〇み上で、次第に振幅を減じ、主要動の始めでは、一〇〇みとなる。週期は主に〇·六秒であつて、其上に細微動が重なつて居る。

鎌倉由比濱觀測 Kamakura observation　初期微動繼續時間十秒九、主要動最强部繼續時間十五秒、總繼續時間約六分。

水平動觀測

初期微動——初動は〇·二秒間に五み南へ、七み西へ動いたから其方位は南五十五度西となる。初期微動は主に〇·四秒週期の振動であつて、其最大振幅は南北、東西動で共に四〇みである。

主要動——初めの〇·四秒間に、南北動では二四み北へ、次に一四み南へ動いた、同時に東西動では三二み西へ、六み東へ、四四み西に動いた。續て最大動が現はれた、南北動では一七〇みで週振は〇·四秒である、東西動では一六〇みで週期は〇·八秒である。次の十秒間では、南北動は主に〇·六秒週期の振動であり、其平均振幅は一一〇みで、其上に〇·二秒、〇·四秒、〇·八秒、一·二秒等のものが重なつて居る、東西動は主要週期一·〇秒、平均振幅一二〇みで、其上に〇·二秒〇·四秒、〇·五秒、〇·八秒週期の波が重なつて居る。

淸澄觀測 Kiyosumi observation　初期微動繼續時間十秒、主要動最强部繼續時間十五秒、總繼續時間六分。

水平動觀測

初期微動——初めの〇·四七秒間に、南北動では初めに二み北へ、次に六み南へ動いた、東西動では初めに西へ、次に東へ動いた痕跡を示すのみであるから、初動の方位は殆ど北であつて、僅かに西に向つて居る。初期微動に於ける主なる週期

は南北動では ○·一九秒、○·三八秒、○·五七秒、○·九五秒等であつて、○·五七秒尤も多く、其最大振幅は一二みである、東西動では○·一九秒、○·三八秒、○·五七秒、○·九五秒等であつて、○·三八秒尤も多く、其最大振幅は一六みである。

主要動——南北動では初めの○·一九秒間に四○み南に動き、次の○·五七秒間に一七○み北へ、一五六み南へ動き、次の四·七秒間には○·七六秒週期の六つの振動が現はれて居る、其振幅は殆ど相等しく平均九四みである。主な週期は○·三秒、○·五七秒、○·七五秒、○·九五秒等であつて、三·三秒、四·七秒等の緩なものも現はれて居る。

東西動では初めに最大動が現はれ、其振幅一七○み、週期○·五七秒である、續て振幅一二○み、週期○·九五秒の一往復振動が現はれ、次の三·八秒間には四つの相等しき週期の振動が現はれて居るが、其振幅は著しく減少して居る。主な週期は○·一九秒、○·五七秒、○·九五秒等である。

震原　以上觀測の結果を綜合して見ると、震原は東京から南七十三度東の方約三十五粁の距離にある稻毛沿岸で、深さは約五十粁と出て來る。

四　大正十五年八月三日の强震

No. 4.　The earthquake of Aug. 3, 1927.

東京本鄉觀測　Tokyo observation (Fig. 10)　發震時午後六時二十六分二十二秒、初期微動繼續時間 七·六 秒、主要動最强部繼續時間三十秒、總繼續時間約三十分。

此地震は大正十三年一月十五日以來の强震であつて、振動頗る急激に、初期微動の間著しき上下動を感じた。主要動に入ると直ちに最大動となり、猶三十秒間は人躰に感ずることが著しかつた。最大振幅二八·三粍、週期一·六秒で、最大加速度は毎秒毎秒二一八粍に達して居る。

水 平 動 觀 測

初期微動——初動は ○·一九 秒間に六六み南へ、一○み西へ動いたから、其方位は南五度東(地震計位置の修正を加へ)となる。南北動では初めの 一·三 秒間は振動比較的小さく、其平均振幅二五○み、週期○·九五秒であつて、其上に○·一六秒、○·三二秒週期の波が重なつて居る、次に三·一五秒週期を有する二つの緩振動が現はれ其上に○·三二秒、○·六五秒、一·一秒、一·三秒週期の波が重なつ

て居り、其平均振幅は一·二粍である、又東西動では二·六秒後に五秒週期の一つの緩振動が現はれ、其上に、〇·三二秒、〇·九七秒、一·六秒週期の波が重なつて居り、其平均振幅は〇·七粍である。

主要動——南北動は初めの一·六秒間に大なる振動が現はれた、其第一動七·六粍北、第二動一五·八粍南、第三動六·三粍北、第四動五·〇粍南で、それより振動俄に減少した。次の三秒間に於ける平均振幅は四·五粍であつて、〇·六五秒の週期を有つて居る。爾後一層小となれるも、猶三十秒間は急である、此部分に於ける週期は〇·三二秒、〇·六秒、〇·九五秒、一·六秒等である。

東西動は週期〇·三二秒の小さき振動（第一動〇·八粍東、第二動一·二粍西）で始まり、續て最大動が現はれた、其第一動二三·五粍東、第二動一八·三粍西であつて、週期は一·六秒である。續て現はれた振動は、性質急であるが、振幅は遙に小さく、二·〇粍であつて、一·六秒間に五回往復振動をなして居る。主なる週期は〇·三二秒、〇·九五秒、一·六秒等である。

上下動觀測

初期微動——初め〇·八秒間は振動著しく大であつて、初動は二·一粍の下方動を示し、第二動二·〇粍上、第三動一·二五粍下、第四動三·〇粍上である。爾後平均振幅一·二五粍、週期〇·三秒の著しい振動を續けて、主要動となつた。主な週期は〇·三二秒、〇·四八秒、〇·六四秒、〇·九五秒等である。

主要動——初めの〇·九五秒間に、三·〇粍の往復振動が現はれ、次の〇·九五秒間に四ツの等しい振動が現はれた、其振幅は四·〇粍である。次の十五秒間では振動猶急であるけれども、振幅は遙に減小して居る。主なる週期は〇·一二秒、〇·三二秒、〇·六二秒、〇·八秒等である。

鎌倉由比濱觀測 Kamakura observation　初期微動繼續時間七·八秒、主要動最强部繼續時間二十秒、總繼續時間約二十分。

水平動觀測

初期微動——初めの〇·三秒間に一七四み北へ、一五五み東へ動いたから、初動の方位は北四十一度東となる。南北動では全體を通じて三·九秒の二ツの緩振動が現はれ、其上に〇·〇九秒、〇·二七秒、〇·四一秒、〇·六二秒、〇·九秒、一·八秒週期の波が重なつて居り、其平均振幅は七·七粍である。

東西動も亦三·九秒の二ツの緩振動が現はれ、其上に〇·〇五秒、〇·二七秒、

〇·六二秒、〇·七二秒、一·二秒週期の波が重なつて居り、其平均週期は七·三粍である。

主要動——主要動の始めに於て、地震計の描針が記錄紙を外れた。

上下動觀測

上下動は一·三三粍の著しき下方動で始まつて居り、其第二動は二·〇粍上である。次で平均振幅〇·八粍の振動が繼續して主要動となる。主要動に於ては三十五秒間が振動尤も著しく、且つ大である。

週期　初期微動では主に〇·二秒、〇·五秒、一·〇秒、一·五秒週期の波が現はれ、主要動では主に〇·六秒、一·二秒、三·七秒週期の波が能く現はれて居る。

淸澄觀測 Kiyosumi observation　初期微動繼續時間十秒四、主要動繼續時間五十秒、總繼續時間約二十分。

水平動觀測

初期微動——南北動では初めの一·一秒間に二つの往復振動が現はれて居る、其初めのものは五〇み北、三七〇み南で、週期〇·五四秒である、次のものは三五〇み北、六七〇み南である。續て四·三秒週期の二つの緩振動が現はれ、其上に〇·五秒、〇·八秒、一·四秒週期の波が重つて居る。

東西動では初めの〇·一八秒間に一五五み東へ動き、次の二·四八秒間には平均週期〇·六二秒なる四つの振動が現はれて居り、其平均振幅は五二〇みである。次に四·五秒週期の緩振動が現はれ、其上に〇·一八秒、〇·五四秒、一·二秒週期の波が重つて居る。

主要動——主要動は振動大きく、描針が記錄紙を外れた。

震原　以上觀測の結果を綜合して見ると、震原は東京から南五度東の方約二十粁の距離にあつて、羽田岬邊に當つて居る、震原の深さは五十粁程度のものらしい。又各觀測所に於ける初動の方向(東京南微東、鎌倉北東、甲府東、淸澄南東、布良南西、柿岡北東、銚子東北東)の分布は、起震力が西から東へ向つて働いたことを思はしめる。

第一表

東京帝國大學所屬地震觀測所の位置並に東京(本郷)よりの距離

Table I. Co-ordinates of the Seismological Stations and their distances from Tokyo (Hongo).

場所 Stations	東經 (λ)			北緯 (φ)			東京ヨリノ距離 Distance from Tokyo (Hongo)
東京 (本郷、地震學教室) Tokyo (Hongo)	139°	45′	58″	35°	42′	40″	0 粁
鎌倉 (由比濱地震觀測所) Kamakura (Yuigahama)	139	32	19	35	18	11	50
清澄 (千葉演習林事務所) Kiyosumi	140	09	02	35	09	22	72
三崎 (臨海實驗所) Misaki	139	38	16	35	09	40	66
筑波 (地震研究所筑波支所) Tukuba	140	06	36	36	12	39	65
秩父 (秩父演習林事務所) Titibu	139	04	54	35	58	56	67
三鷹 * (東京天文臺) Mitaka	139	32	32	35	40	21	18

* は近く開始の見込

第二表

大正十五年一月より九月まで、東京の四周百六十粁以内の場所に起りし地震回數表 (東京本郷觀測)

Table II. Number of Earthquakes originated in the area within the distance of 160 km. from Tokyo (Hongo), during January—September, 1926.

大正十五年 1920	有感 Felt.	無感 Unfelt.	無感位置未定) Unfelt.	計 Sum.
I	10 回	10 回	6 回	26 回
II	11	10	11	32
III	5	22	3	30
IV	4	30	13	47
V	8	32	3	43
VI	4	21	4	29
VII	7	19	9	35
VIII	6	28	16	50
IX	2	16	2	20
計 Sum	57	188	67	312

第 三 表

大正十五年一月より九月まで、東京の四周百六十粁以内の場所に起りし地震觀測表（東京本鄉、鎌倉由比濱、淸澄觀測）

Table III. List of Earthquakes occurred during January—September, 1926 : observation at Tokyo, Kamakura and Kiyosumi.

番號 No.	月日 Date	東京 Tokyo 發震時 Commencement			繼續時間 Duration 初期微動 prel. tr.	繼續時間 Duration 總 total	最大動 Max. 2a 南北 NS	最大動 Max. 2a 東西 EW	震度* Intensity	鎌倉 Kamakura 繼續時間 Duration 初期微動 prel. tr.	繼續時間 Duration 總 total	最大動 Max. 2a 南北 NS	最大動 Max. 2a 東西 EW	淸澄 Kiyosumi 繼續時間 Duration 初期微動 prel. tr.	繼續時間 Duration 總 total	最大動 Max. 2a 南北 NS	最大動 Max. 2a 東西 EW
		h	m	s	s	m	μ	μ		s	m	μ	μ	s	m	μ	μ
1	Jan. 1	21	08	37	7.5	1	4	8		3.1		70	54				
2	3	0	22	45	6.0	1	10	10									
3	7	1	14	00	13.8	1.5	8	7									
4	,,	9	54	07	18.3	4	18	29									
5	10	18	03	03	18.2	15	330	433	I								
6	,,	18	35	45	19.0	15	125	100	I								
7	12	2	59	14	11.3	3	67	33	I	7.9		120	96				
8	,,	21	39	37	19.5	2	10	10									
9	13	6	59	17	5.6	3	72	18	I	5.7		10	10				
10	14	13	08	12	7.3	3	63	38	I								
11	15	8	35	15	15.2	3	13	11									
12	,,	22	45	28	5.0	1.5	6	8		5.5		46	22				
13	,,	23	43	43	10.7	4	38	33		5.9		140	70				
14	,,	23	55	09	10.2	1.7+	13	18		13.2		10	14				
15	,,	23	56	52	11.9	10	13	14		13.1		30	20				
16	17	7	58	30	5.5	1.5	18	17	I	6.4		16	10				
17	19	2	51	54	7.2	1	3	4		11.7		24	20				
18	,,	8	50	27	11.5	1	8	8									
19	21	15	07	22	7.8	3	79	79	I	13.8		24	20				
20	25	11	23	55	7.5	0 5+	4	4									
21	,,	11	24	25	11.9	3	13	13									
22	28	1	36	00	17.1	5	30	30	I					12.2	7	44	46
23	,,	16	55	36	12.8	2.5	15	13		12.0		24	36	6.8	1.5	34	44
24	30	17	23	07	5.8	2	19	4	I	5.9		6	4	8.7		4	5
25	31	2	02	42	6.7	1.3	4	5									
26	,,	8	15	44	5.8	1.5	18	8	I	5.3		20	12				
27	Feb. 4	17	50	37	7.3	1	41	7									

* 震度 I＝微震 slight. II＝弱震(弱キ方) rather weak. III＝弱震 weak. IV＝強震(弱キ方) rather strong. V＝強震 strong. VI＝烈震 violent.

28	Feb. 4	21	15	03	5.2	1.5	100	79	I	8.5	2	20	14	12.5	1.3	4	4
29	7	12	47	22	11.5	2	142	96	I	17.0		30	22	17.1	3	3	12
30	8	14	47	19	8.9	6	56	25	I	10.7	4.5	24	36	6.7	3	104	120
31	9	2	39	23	8.2	1	7	4									
32	,,	23	12	05	8.4	1.5	29	19	I					7.7	2	2	6
33	10	2	12	20	5.3	1.5+	43	38	I	6.2	1.5+	16	20	5.0	2	12	10
34	,,	2	13	48	5.1	1	18	16	I	6.2	1	6	6				
35	,,	6	08	46	10.6	1.5	6	9									
36	,,	6	36	31	9.4	1	4	6									
37	,,	21	14	19	7.0	3	18	14		8.6	2	15	15	6.5	1	52	48
38	12	15	53	56	10.3	1	8	6									
39	13	0	34	17	6.9	1	4	5									
40	,,	5	27	56	10.1	1	4	4		4.0		24	15				
41	,,	15	50	09	8.9	1.2	7	8		16.0	2	4	5	11.4	2	4	4
42	,,	23	58	34	8.5	6	283	325	III	14.0				13.5	3	44	12
43	14	9	18	10	9 8	1.7	9	7						7.6	1	2	3
44	15	6	45	24	12.2	3	13	13		14.3				11.8			
45	17	7	53	57	9.1	2	43	23		13.1	4	18	14	15.0		6	4
46	19	10	39	15	9.5	1	17	11									
47	20	6	32	04	10.4	2	38	25									
48	21	5	35	06	9.0	2	35	40	I					9.4	1	4	4
49	22	10	20	02	9.0	10	387	225	II	10.4	10	130	300	5.5	8	520	1080
50	,,	19	41	48	6.5	1.5	8	10									
51	25	15	02	52	18.2	5	43	29		23.6				15.6	5		
52	26	2	14	46	10.4	2	13	8		10.7	3	28	54	7.4	1.5	34	44
53	,,	23	15	29	7.6	1.2	7	12									
54	27	3	29	26	5.5	1.5	6	6		5.9	3	2	4				
55	,,	20	07	26	6.2	1	15	12									
56	28	5	24	37	7.2	1.5	23	21		7.7	1	8	6				
57	,,	5	34	05	7.0	2	129	57	I	8.9	2.5	6	4	11.8	2	6	6
58	,,	10	16	29	6.5	2	14	12									
59	March 2	21	53	20	5.9	1	45	13						6.7		3	4
60	5	2	29	53	14.8	3	13	8		15.0	1	5	5				
61	,,	7	48	57	8.0	3	25	17		7.7	2	14	15				
62	6	0	40	31	7.9	1.5	15										
63	7	14	02	37	11.7	1.5	10	5		6.0	1	8	5				
64	,,	19	34	52	14.0	5	26	6		18.6							
65	8	10	25	20	11.8	2	8	9		12.2				7.1			
66	9	3	43	45	7.2	2	19	14	I	9.5	2	8	14	8.8	1	5	10
67	,,	5	25	20	18.9		53	25		12.0		20	46	11.1		15	20
68	11	3	11	38	7.6	2	20	12									

69	March 12	3	30	08	6.6	2	18	8		9.2	2	10	20	10.0			
70	,,	12	57	47	12.5	3	32	7						12.0	2	50	50
71	,,	14	14	04	9.5	1.5	17	15									
72	13	12	57	58	11.5	1.5	56	20	I	10.7	2	26	25	7.8	1.5	20	24
73	14	11	59	20	14.3	3	10	27		18.1	3	10	15	13.4	2	6	10
74	19	22	23	56	13.8	2	4	2									
75	20	0	46	19	8.9	2	4	7									
76	,,	20	00	26	10.4	4	203	125	I	15.5	3	60	70				
77	22	3	50	04	4.0	1	49	15									
78	,,	15	21	48	8.4	3	200	188	II	4.5	1	5	5				
79	23	5	00	38	10.5	1	8	6									
80	,,	10	00	57	8.8	6	50	52	I								
81	25	2	07	33	7.8	2	8	11		10.7	3	8	6				
82	,,	11	46	51	10.2		17	17		8.0	2	26	30				
83	26	3	02	35	8.3	2	36			10.7	1.4	12	10				
84	,,	12	54	43	13.7	2	32	21		10.7	2	10	5				
85	,,	20	54	45	9.9	1.5	10	17		7.8	13	26					
86	27	23	20	50	6.8	1.5	9	13		6.5	1	6	6				
87	28	22	21	07	6.7	2	33	27		5.9	1.2	6	5	7.7	0.5	4	2
88	29	10	19	13	6.5	2	32	31		12.5	2	10	10	8.2	1	4	4
89	April 2	20	05	10	7.9	2	35	17		3.0	0.5	32	20				
90	3	6	44	52	9.2	2	46	27		14.0	2	6	6	15.5	1	3	2
91	4	8	30	22	14.6	2	21	21		18.0	2	14	14	15.4			
92	6	2	5	24	9.5	1.5	15	13									
93	,,	17	15	48	7.1	1	6	4									
94	7	19	54	35	5.7	2	58	21		4.9	1	30	36	9.5	1	4	4
95	8	4	21	26	12.5	3	29	25		12.8	5	20	16	12.1	2	14	12
96	,,	4	55	52	5.4	0.8	4	6									
97	,,	15	11	04	8.7	1.5	17	3						8.0	1	10	6
98	9	0	01	39	11.0	5	65	47		9.5	3	104	110	9.6	2	30	40
99	,,	12	03	53	15.0	3	37	22		16.4	5	10	14	12.2	2.5	26	16
100	10	5	55	43	6.9	1.5	8	8		5.1	1	5	4	8.4	0.5	2	2
101	11	15	26	05	8.3	2.5	111	96	I	3.6	1.5	420	180	8.1	3	50	30
102	12	5	01	12	6.3	2	50	29						9.6	1	4	4
103	,,	5	04	31	7.5	3	27	17									
104	,,	17	30	34	7.8	3	18	23		4.4	1	150	120	12.0	1	6	6
105	April 13	7	32	23	8.2	2	8	6									
106	14	0	22	53	8.3	6	43	28		14.3	2	10	5	12.0	1.5	5	5
107	,,	2	08	36	8.2	6	175	63	II	14.6	3	30	20	13.8	2	10	16
108	,,	2	56	24	5.5	3	60	33		4.4	1.5	60	40				
109	,,	3	07	36	7.9	2	28	26		9.8	1.5	8	5	8.3	1	4	5

110	April 15	20	54	14	13.7	1.5	4	7		12.1	1	10	6				
111	16	5	25	21	7.4	2	14	18		15.7	1	6	2				
112	17	1	15	23	7.9	2	10	9		7.6		10	14				
113	,,	8	16	04	8.2	3	10	15		10.8		8	10	15.9	1.2	6	8
114	,,	12	06	42	16.2	10	29	3		18.8		25	40	10.7	5	30	40
115	,,	21	43	18	12.8	2	6	8									
116	18	15	54	33	5.5	10	480	579	III	5.0	10	360	990	10.0	30	270	580
117	,,	16	08	36	5.4	2	21	21		5.0	2	20	20	9.5	1	2	3
118	,,	22	02	07	12.8	2	6	7									
119	19	5	53	13	8.4	2	21	13									
120	22	18	18	26	8.5	2.5	67	31		13.1	1.5	14	6	11.8	2	10	10
121	24	0	48	20	9.2	1.5	8	7		11.9	1	5	5	9.3	0.5	2	2
122	,,	5	19	10	8.7	1	13	7		10.3	1	5	6				
123	,,	5	20	16	7.0	1	54	4									
124	,,	19	56	05	11.2	2	6	13									
125	,,	23	20	50	11.2	2	13	10									
126	26	20	03	30	9.4	1.2	15	17									
127	,,	20	29	23	8.3	1.2	11	9									
128	27	7	58	49	8.6	1	7	9									
129	,,	15	58	40	7.1	1	6	3									
130	,,	16	28	52	9.8	0.4+	8	5		6.0		2	2	7.5	0.5	2	2
131	,,	16	29	17	9.2	1	46	18		5.7	1	8	8	6.0		2	2
132	,,	23	17	24	8.6	5	212	386	III	9.7	5	200	110	10.0	4	50	104
133	28	21	29	03	13.8	1	8	5		9.4	1	3	2				
134	,,	23	21	48	9.5	1.5	23	13		6.4	2	4	4				
135	29	19	38	12	8.7	1.2	8	8		12.0	1	4	4				
136	May 1	2	36	18	8.6	6	650	460	III	10.9	6	166	172	9.8	3	170	175
137	3	5	24	24	12.3	1.3	6	8		9.5	0.5	2	2				
138	,,	12	29	04	12.6	1.5	17	14		7.8	1	4	4	7.3	1	2	2
139	4	1	26	20	9.8	1.5	7	5		9.4	1.5	18	14	7.5	1	10	15
140	5	18	51	47	10.5	1.7	4	5		8.1	1	4	4	5.6	1	5	10
141	6	6	01	01	13.7	1	3	3									
142	,,	18	17	43	9.6	2	17	22		15.3	2	20	22	10.0	2	6	8
143	7	5	45	08	16.1	4	10	12		10.5	4	6	8	14.9	6.5	6	6
144	9	1	15	09	9.1	1	6	5									
145	,,	4	54	45	8.7	1	6	5									
146	,,	13	29	45	13.1	5	25	17		14.2	3	20		11.2	4	18	16
147	,,	14	09	49	17.8	10	43	34		15.1	3	60		11.9	7	40	40
148	10	10	19	44	11.1	1	21	20		7.5	1	26	25	5.4	0.5	2	
149	,,	17	10	00	7.8	1.5	14	12						9.0	1	4	2
150	,,	22	26	01	7.9	2.5	20	24		3.1	1.5	170	265	9.7	1.5	4	3

151	May 11	2	47	24	11.7	3	20	26		16.8	2.5	20	16	12.1	2	8	18
152	,,	7	21	37	7.8	3	24	20		6.4	3.5	65	115	10.8	2.5	6	5
153	12	6	41	07	5.9	2.5	124	96	I	3.3	1	20		7.2	2	12	6
154	,,	6	48	24	5.7	2	58							6.6	0.5	2	2
155	,,	11	34	30	11.4	1.5	11	8									
156	,,	16	43	48	9.6	1.2	7	11									
157	13	19	57	18	18.9	5	9	17						13.1	3	8	8
158	14	22	45	57	8.7	1	3	8						4.4	2	16	6
159	16	4	51	47	5.5	1	4	8		7.5	1	15	10				
160	,,	16	24	38	8.7	1.2	8	3									
161	17	4	29	45	7.3	6	67	48	I					15.3	3	8	4
162	18	2	09	18	6.9	1.5	5	29		8.5	0.5	2	2				
163	,,	10	24	12	20.4	11	92	58		21.2	10	80	60	18.4	10	70	70
164	19	1	59	51	7.9	4	285	275	III	14.9	7	40	54	15.0	7	40	52
165	20	12	32	59	13.5	2	29	19						13.9	1	2	2
166	,,	18	34	55	9.6	2	6	5		10.0	1	30		7.5	2.5	16	8
167	,,	19	19	10	13.7	2	15	8						10.1	0.5	2	2
168	,,	20	48	15	7.2	5	180	180	II	10.0	4	60		13.2	4	10	20
169	,,	23	59	37	9.3	1	6	5		6.0	0.5	7		6.9	1	2	2
170	21	4	11	18	6.4	2	25	28	I	7.4	1	40		10.0	0.7	4	4
171	23	23	34	37	8.4	2.5	58	52	I	13.5	2	6	8	13.8	1.5	5	4
172	24	0	23	17	7.5	1.7	14	9		5.4	1.5	16	46	8.5	0.5	2	2
173	,,	10	10	32	17.1	1.2+	32	54		13.2	6	112	225	13.7	10	10	20
174	,,	15	00	54	16.6	3	63	6		12.6	3	34	16	15	4	6	5
175	25	1	43	43	8.9	1	4	4		9.2	0.7	8	4				
176	,,	2	41	58	8.1	1	4	4		7.9	0.5	2	2				
177	26	7	23	28	8.2	2	20	16		12.9	2	6	5	11.2	2	10	10
178	28	7	10	40	14.5	3	14	10		18.4	2	6	6	18.4	1	3	
179	June 7	0	48	47	9.8	1.2	8	6									
180	9	10	27	15	4.1	2	66	60	I					9.7	1	4	3
181	10	13	01	01	14.4	2	8	7		7.7	2	6	8	11.2	1.2	4	2
182	14	9	16	13	7.4	3	46	60	I								
183	16	10	13	24	7.5	1	33	15									
184	,,	18	44	48	7.9	1.5	18	12		17.7	1.5	4	4				
185	18	16	49	45	6.6	1	17	6		6.6	3	50	72				
186	,,	23	11	07	7.7	2	61	25		8.3	1	30	30	10.2	1.3	2	4
187	20	16	01	29	7.1	1.5	18	15		4.6	0.8	30		8.6	1	5	6
188	,,	17	58	52	9.8	1	8	13						6.8	1	2	2
189	,,	23	16	37	8.4	1	3	3									
190	21	2	12	20	6.2	1	3	4									
191	,,	6	03	35	9.1	1	3	3		14.8	0.5	2	2				

192	June	21	7	09	50	12.0	1.5	8	8		15.0	0.5	5	4				
193		22	15	53	18	18.7	2.5	25	17									
194		,,	16	13	50	8.1	6	125	56	I	13.8	3	30	26	12.4	3	18	14
195		24	0	46	05	19.3	2	10	13		19.8	3	6	10	15.2	1.5	6	7
196		25	0	54	14	13.7	2	6	5		12.2	2	4	8	9.4	1.5	4	8
197		,,	2	42	53	12.7	1.5	4	5		10.8	2	4	3				
198		,,	4	05	33	10.2	2	4	4		12.3	1.5	8	4	9.2	1	4	8
199		,,	6	32	01	17.2	4	27	17		11.8	5	50	40	14.2	4	4	8
200		,,	21	11	32	6.8	1.5	17	13		6.4	1	4	4	10.4	0.8	3	4
201		,,	21	28	01	13.6	2	10	6		10.6	1.5	8	6	13.3	1.2	4	4
202		27	7	39	56	9.1	10	330	600	I	8.9	10	720	1150	5.1	6	510	1300
203		,,	13	49	05	7.5	2	29	25		5.9	2.5	26	24	5.1	1.5	20	40
204		,,	23	56	57	6.3	1	3	3									
205		28	18	31	01	6.9	1	4	4									
206		,,	18	50	52	12.4	5	90	120	I	10.2	7	240	240	9.6	3	85	92
207		30	14	28	25	7.6	3	21	13									
208	July	2	1	19	26	6.7	1.5	35	14		5.7	1.3	36	24				
209		,,	4	15	25	8.1	2.5	33	33									
210		,,	14	46	51	7.0	1.2	62	33									
211		3	20	59	22	10.5	1.5	21	17		12.2	1	4	12				
212		4	15	46	23	9.8	6	42	32		5.2	3	50	130	12.0	3	10	16
213		9	5	27	07	11.0	2.5	20	12		5.9	2.3	30	24	13.2	1		5
214		11	8	01	40	15.0	20	2150	1950	II	17.5	30	990		14.8	30	2100	1480
215		,,	10	36	22	14.4	1	4	4									
216		,,	11	35	10	12.3	1.5	8	8									
217		,,	16	12	16	15.4	7	33	27						14.0	2	8	10
218		,,	18	53	20	15.0	2	7	7						14.4	1.5	3	4
219		12	4	19	49	13.5	2	6	5						15.3	1	2	2
220		,,	10	54	23	12.6	2	10	8						12.4	1	2	2
221		,,	14	23	06	5.1	1	7	3									
222		,,	19	07	11	7.5	3	75	44	I	7.2	2.5	300	266	15.4	2	14	10
223		12	23	05	54	5.1	1	18	24	I	7.3	1.3	8	8	8.7	1	4	4
224		,,	23	29	56	16.3	1.5	6	5		17.6	0.5	4	4	15.4	1	4	2
225		13	5	03	41	9.9	1	7	7						11.6	1	2	2
226		,,	6	50	34	13.3	1.5	3	10						17.0	1	2	3
227		,,	13	57	59	8.4	2	39	17		12.4	3	70	50	20.4	1.3	4	6
228		14	4	07	35	15.4	4	100	120	I	15.2	3	70	16	20.3	1.5	12	8
229		,,	8	17	02	14.4	2	5	5									
230		,,	12	41	28	18.3	5	12	14						20.0	2	6	8
231		15	14	40	35	8.6	5	19	7		12.0	2	100		7.2	2	30	30
232		16	1	42	18	7.9	1.5	6	6									

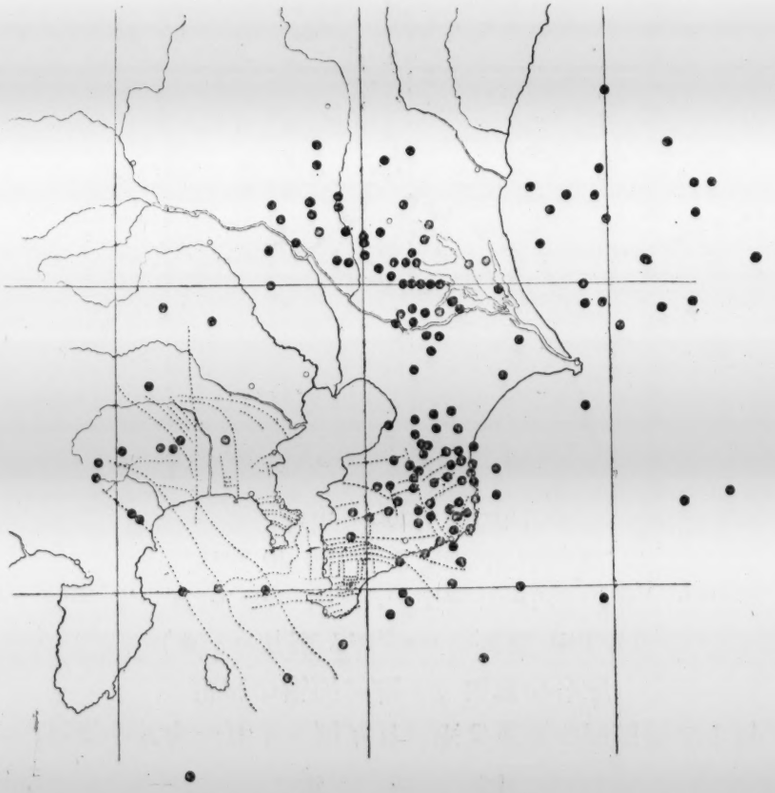
233	July 17	4	39	35	8.6	2.5	35	10										
234	19	22	21	54	14.1	1	12	16										
235	20	4	55	32	18.5	3	8	6							13.5	1.5	8	6
236	22	4	53	58	8.8	1.5	10	7							10.1	1	4	6
237	25	6	19	33	9.1	0.5	10	5										
238	26	9	31	13	11.6	5	58	35	I									
239	28	8	16	14	9.8	2	11	15	I						12.0	1	4	4
240	30	0	41	51	7.7	7	183	83	I	7.4	3	90	100		14.4	1	6	8
241	31	20	57	43	19.7	1.5	3	3										
242	,,	23	52	36	10.3	1.2	5	3		10.6	0.7	10	5					
243	Aug. 2	0	28	14	5.8	1.2	40	25							7.2	1	4	6
244	,,	5	10	59	8.6	1.2	6	6		12.7	0.5	4	6					
245	,,	5	28	40	9.7	1.7	6	6										
246	,,	19	26	35	8.0	2.5	19	13		11.6	1.2	4	4		24.7	1	4	6
247	3	18	26	24	7.6	30	15800	23500	IV	7.8	30	針外ル	針外ル		9.7	30	1880+	2100+
248	4	22	44	40	9.0	1	6	6				(初動)	(N35°E a)				(初動 S27°E)	
249	5	2	59	33	8.0	0.8	6	6										
250	6	13	12	26	6.2	1.5	44	80	I	7.8	1		10					
251	,,	15	29	53	16.5	2	7	7		18.0	1		4		19.6	1	2	2
252	,,	16	22	28	5.2	1	32	30		14.2	0.8		4		13.6	1	4	4
253	,,	18	15	43	5.1	0.6	12	12		10.5	0.8		2					
254	7	2	25	49	6.0	0.8	10	10		15.0	1		8					
255	,,	5	47	15	9.0	2	24	20		7.4	2		20		7.2	1.5	12	10
256	,,	10	23	42	5.4	3	220	300	I	9.3	2	32	38		8.6	1.5	16	20
257	,,	11	35	12	8.1	0.8	8	23										
258	,,	15	15	08	16.2	60	1260	880	II	12.9	9		3200		9.1	30	2180	1890
259	,,	15	32	53	14.5		5	12		12.5	1		4		9.9	1.5	4	5
260	,,	15	42	17	8.9	1.5	7	13		12.0	1		4		10.7	1	4	4
261	,,	18	39	25	6.5	1	13	6		21.0	1	4	4					
262	,,	19	22	45	16.7	2	3	18		16.5	1	2	2		12.7	1	4	4
263	,,	22	57	45	18.3	4	4	6		17.4	1.5	6	3		10.9	2	6	6
264	,,	23	35	38	8.3	1	9	23		13.0	1	3	3					
265	8	6	09	13	18.1	6	12	18		12.5	3	20	14		12.9	3	10	10
266	9	3	48	06	5.3	2.5	37	33		4.7	1	12	14		9.7	1	4	6
267	,,	4	02	01	5.6	0.5	3	8										
268	,,	4	02	40	6.1	1.5	43	35		7.5	1	8	10		9.4	1	4	4
269	,,	4	08	49	4.3	0.4	3	4		7.8	1	8	10		9.5	1	2	4
270	,,	4	09	26	8.5	2	35	33										
271	,,	4	38	57	7.1	1	8	17		9.1	0.5	2	2		7.7	0.8	2	2
272	,,	4	46	20	5.8	2	27	29		7.8	1	4	3		8.2	0.7	2	2
273	,,	10	51	08	10.9	2	10	18							8.9	1	2	2

274	Aug. 12	1	15	34	6.9	1.3	30	17						8.0	0.5	4	3
275	,,	17	03	57	6.9	0.8	10	17		7.7	0.5		4				
276	,,	18	03	55	19.6	5	12	13		15.6	2		4				
277	13	13	29	01	14.0	6	85	61	I	10.7	5	124	50	15.2	2.5	10	10
278	14	1	11	57	10.2	5	67	63	I					10.7	2	14	12
279	15	18	43	58	9.3	4	33	75		10.4	4	20	20	10.8	2	10	24
280	16	14	34	53	17.0	2	4	7						7.4	1	4	4
281	17	3	29	22	9.2	4	38	28		8.3	2	40	30	8.7	1	2	2
282	,,	5	03	19	12.5	2.5	18	29		7.5	2	20	32				
283	,,	22	05	12	10.4	3	10	21		6.3	2	20	16				
284	19	2	17	09	5.4	1.5	75	25		4.9	2	20	12	10.0	0.8	4	4
285	,,	2	57	58	18.2	3	19	18		5.4	2	5	5	14.0	1	4	4
286	20	8	03	28	11.2	2.5	7	28		13.7	2.5	40	15				
287	21	13	11	40	10.2	1.5	6	12									
288	,,	15	51	37	9.5	2	23	23						14.8	1	4	4
289	27	4	03	28	10.3	2	12	12		13.7	2	6	6				
290	,,	4	44	28	7.0	1	9	17		7.4	1.2	5	5				
291	28	12	44	30	13.0	3	13	33		17.0	2.5	3	3	17.3	1	4	4
292	,,	19	24	28	5.9	2	6	8		3.7	2	186	64	9.5	1	2	2
293	Sept. 1	18	15	46	9.3	1.5	6	21		11.0	1	10	6	5.2	1	34	54
294	3	22	39	40	10.2	1	13			10.0	1	4	6	9.5	1	8	4
295	4	2	55	53	8.8	1	10										
296	7	22	38	07	8.4	2	80	59	I	10.0	3.5	560	540	11.5	1.5	12	25
297	9	3	11	43	8.7	2	10	12		11.8	1	5	4				
298	11	7	31	56	10.1	1.5	17	19		15.2	1	2	2	12.4	1	4	3
299	,,	12	07	45	13.2	1	13	21						16.4	0.7	2	2
300	14	7	01	18	9.0	3	36	45		12.6	4	24	20	6.7	2	30	44
301	15	16	24	22	16.9	2.5	44	46		14.5	2	24	26	12.4	2	8	8
302	17	2	45	44	6.7	1.5	17	31									
303	,,	5	49	16	11.0	5	80	136	I					17.0	3	8	12
304	21	15	08	15	16.8	2	21	21		17.8	1	12	4				
305	,,	18	46	59	10.2	1	4	4			0.5	4	4				
306	22	0	59	08	13.2	2	6	9		14.5	1	5	4	11.4	1.3	4	4
307	23	6	37	50	8.2	2	14	10						16.1	1	4	4
308	,,	22	26	34	15.4	3	6	6		14.6	2	4	6	9.5	1.2	4	4
309	,,	23	49	51	7.1	2	15	16		12.4	1	12	8				
310	24	0	49	20	9.6	2	21	26		12.1	1	4	4				
311	,,	21	02	38	15.8	3	7	4									
312	28	7	35	40	12.0	2.5	8	7		14.1	2	8	8	12.0	1.5	2	2

第　一　圖

大正三年より同十年に至る東京の四周百六十粁以内の場所に起りし有感地震の分布（大森博士調査）

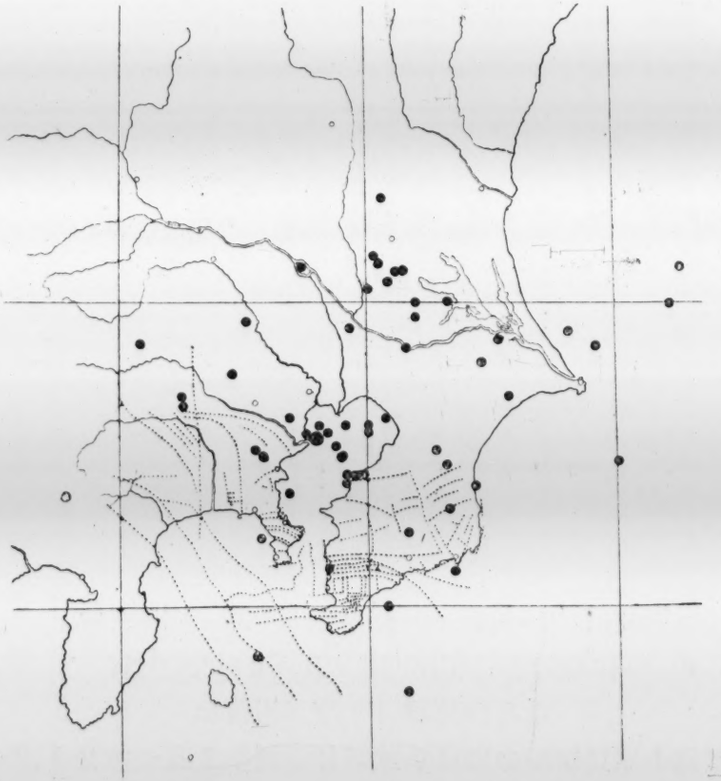
Fig. 1. Map showing the distribution of the epicentres of earthquakes felt in Tokyo during 1914–1921. (After Prof. Omori.)



第　二　圖

大正十五年一月より九月に至る東京の四周百六十粁以内の場所に起りし有感地震の分布

Fig. 2. Map showing the distribution of the epicentres of felt shocks. (Jan.—Sept., 1926)

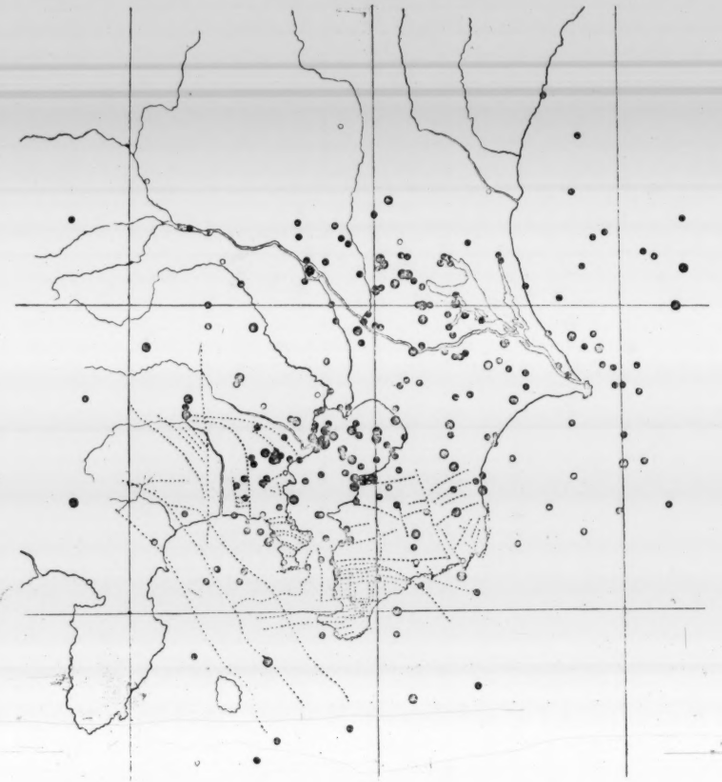


第三圖

大正十五年一月より同九月に至る東京の四周百六十粁以内の場所に起りし地震の分布

(●……有感 felt, •……無感 unfelt)

Fig. 3. Map showing the distribution of the epicentres of felt and unfelt shocks. (Jan.—Sept. 1926.)



第四圖

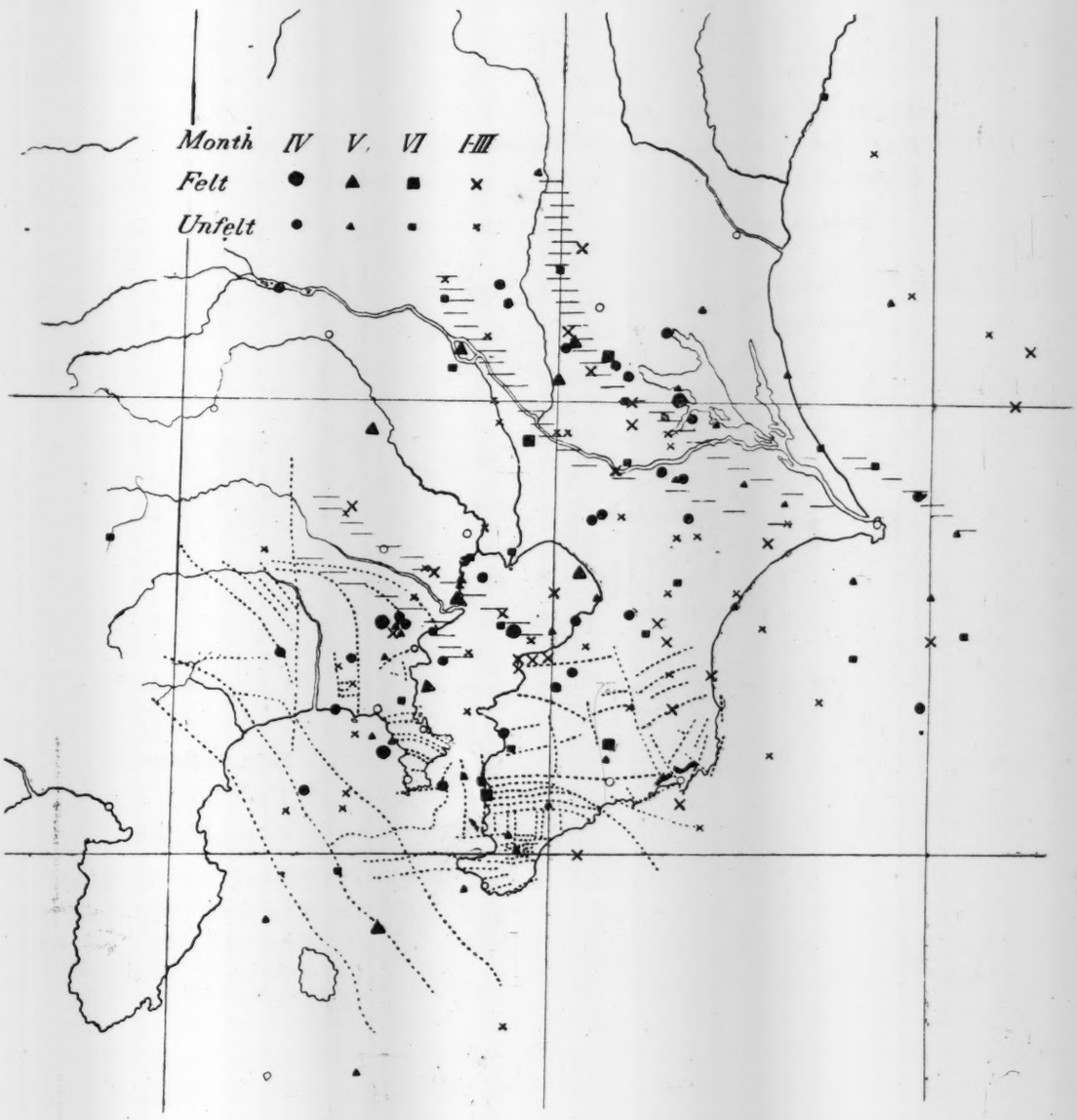
大正十五年一月より同三月に至る東京の四周百六十粁以内の場所に起りし地震の分布

Fig. 4. Map showing the monthly distribution of the epicentres of shocks. (Jan.—March, 1926).

第 五 圖

大正十五年四月より六月に至る東京の四周百六十粁以内の場所に起りし地震の分布

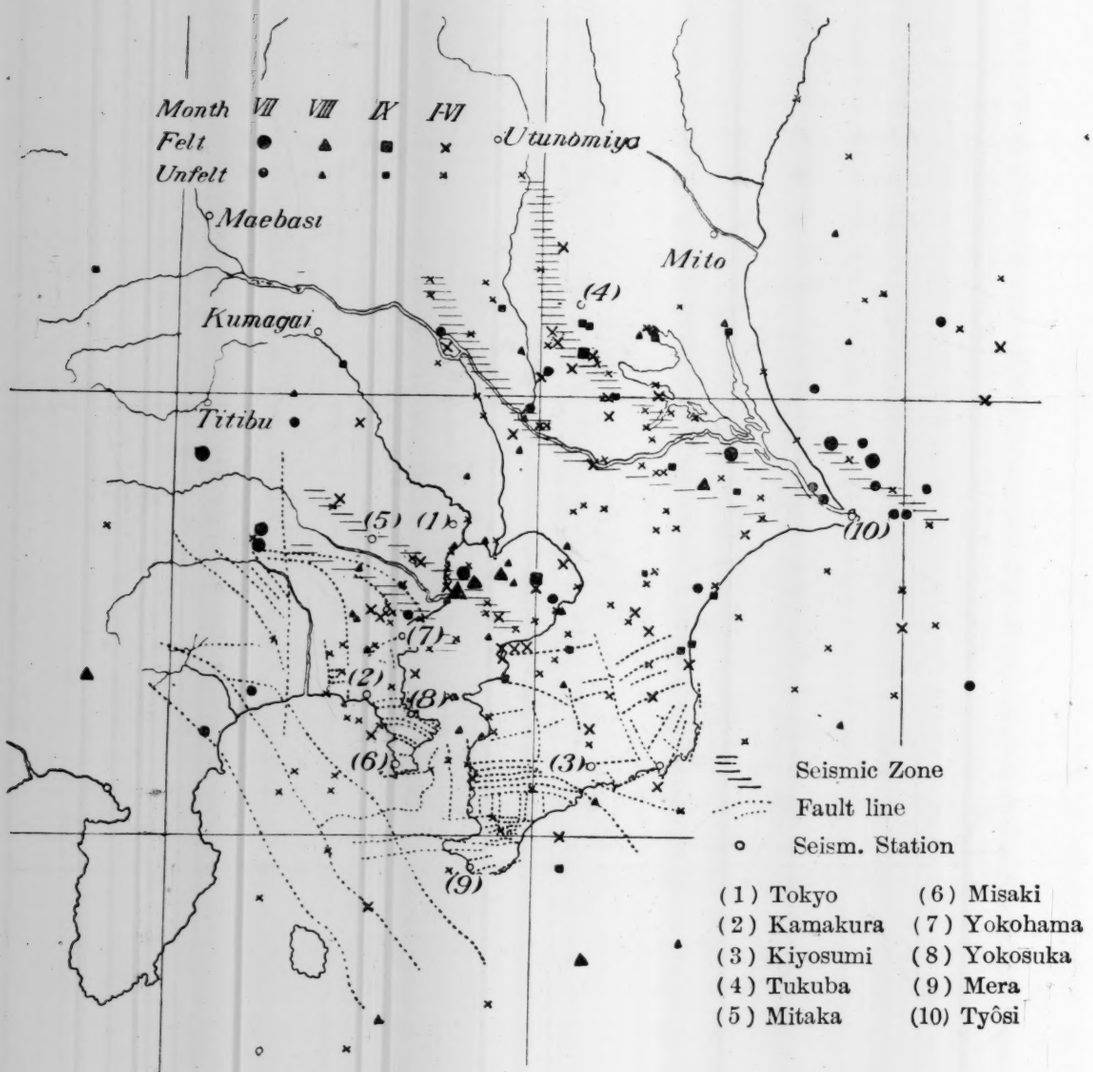
Fig. 5. Map showing the monthly distribution of shocks (April—June, 1926.)

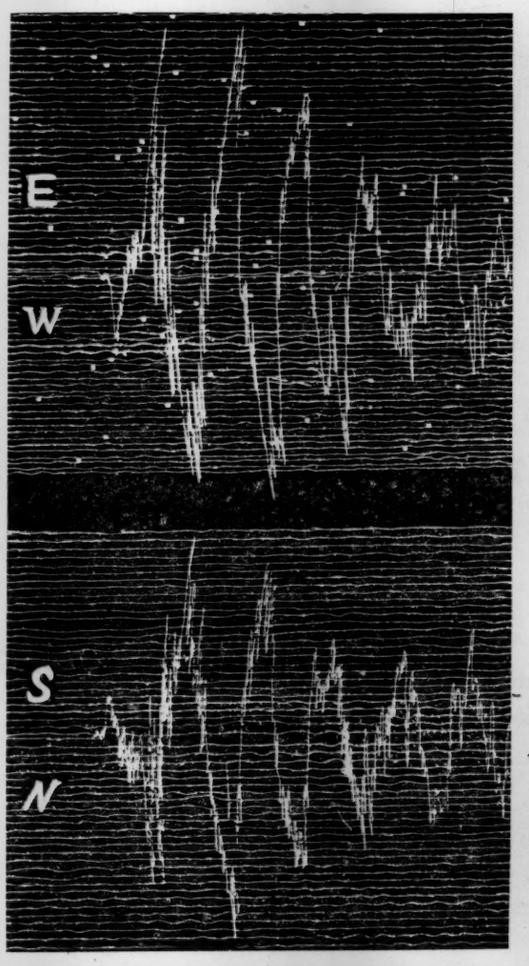


第六圖

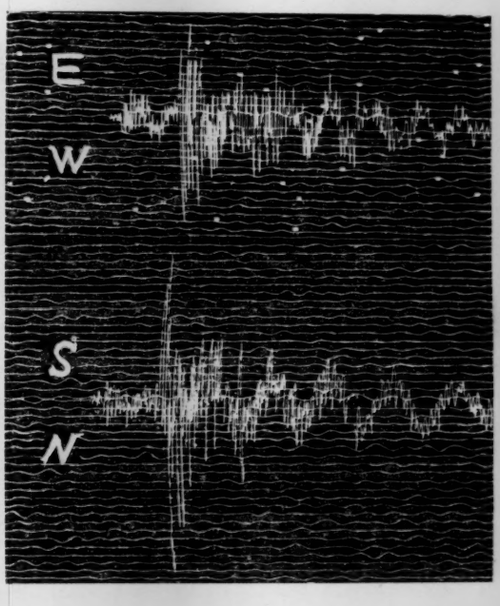
大正十五年七月より九月に至る東京の四周百六十粁以内の場所に起りし地震の分布

Fig. 6. Map showing the monthly distribution of shocks. (July—Sept., 1926).

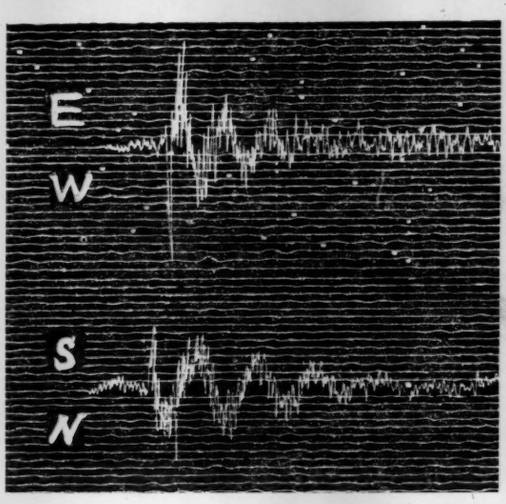




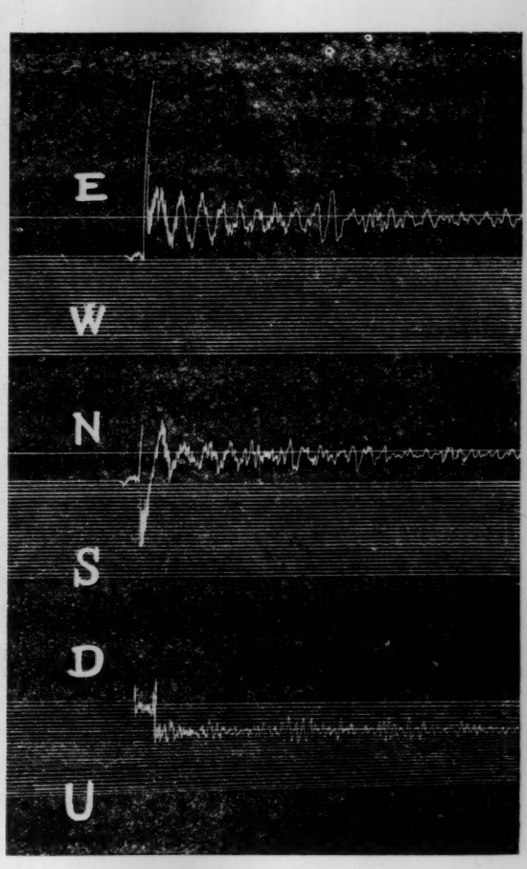
第七圖　Fig. 7 $\begin{cases} V=50, \\ T=8s, \\ 1\ \text{min.}=68.5\ \text{mm.} \end{cases}$



第九圖　Fig. 9 $\begin{cases} V=50, \\ T=8s, \\ 1\ \text{min.}=60.3\ \text{mm.} \end{cases}$



第八圖　Fig. 8 $\begin{cases} V=50, \\ T=8s, \\ 1\ \text{min.}=57.8\ \text{mm.} \end{cases}$



第十圖　Fig. 10 $\begin{cases} V=1, \\ T(h)=10s,\ T(v)=5s, \\ 1\ \text{min.}=18.6\ \text{mm.} \end{cases}$

丹後地震に於ける建築物の被害に就て

所員 谷口 忠

Damages of Buildings in the Province of Tango due to a Destructive Earthquake

By

Tadashi TANIGUCHI

Earthquake Research Institute

On March 7th. 1927, a destructive earthquake took place in the province of Tango on the north-western coast of central Japan. Thereby 4 towns and 17 villages were seriously damaged. According to the census of the Kyoto prefectural police office, the total damage was as follows: —

Number of dwelling houses, ware houses and factories totally collapsed.. 12,452
,, ,, ,, ,, ,, ,, ,, ,, burnt down..... 3,647
,, ,, people killed 2,885
,, ,, ,, wounded 7,595

Although the damage suffered is so serious, the area of violently shaken district was only about 150 square kilometers. About 80 % of houses in Mineyama, the greatest town in this district, was destroyed by the shock and nearly all parts of the town were burnt down by fires immediately followed and thus one quarter of the total population in the town was lossed. The villages of Go (郷) and Yamada (山田) which suffered most severely, lost 90 % of the total number of houses. The author visited the shaken district, a week after the shock, and investigated the causes by which so many houses were collapsed. It was found that the majority of the houses in this district had remarkable weak points. Fig. 1 shows the typical form of dwellings in this district. As shown in the figure, usual houses are apparently one storied, though they are actually two-storied in the construction.

Three principal defects are to be mentioned. First, the posts do not extend from the sill to the wall plate but are devided into two by the girt. Second, the roof framing is extraordinary weak as shown in the Fig. 4, notwithstanding the roof is covered with heavy tiles weighing more than 100 kg/m^2. Third, the rooms are not partitioned by substantial walls. In fact, almost all houses standing intact in the devastated region, have not the above mentioned defects. In

the Figures from 33 to 36, are shown the houses which are covered with asbestos slates and Figs. 37 and 38 show the houses which have substantial walls. These facts tell us that ordinary wooden houses of Japanese style have sufficient resistance against the shock of the intensity, say about 0.4 or more of gravitation, if their roofs are covered with a light material as asbestos slate, and they have substantial external and internal walls. Partition walls stiffened by diagonals were found to be very efficient not only for dwelling houses but also for elementary school buildings. In this districts there are 30 elementary schools, all of which are of wooden construction; unfortunately nearly half of them were destroyed by the shock or by the fire. The author inspected all of them, both destroyed and intact ones and found the fact that intact ones were provided with a number of strong partition walls with diagonals. Figures 10 to 12 show the damage suffered by school buildings with and without diagonals in the walls. Fig. 13 shows an example of a school-building destroyed at the 2nd. story, probably on account of the reason that it had a spacious room on that floor, although it was divided into small rooms with partition walls on the ground floor. Fig. 14 shows another example of a school-building broken at the 1st. story. The majority of the destruction of ordinary two storied wooden houses belongs to this sort. This building had three lecture rooms each on the 1st. and the 2nd. floors. From these examples the author found that the partition wall was one of the most important elements of an earthquake proof construction.

To conclude, the author strongly recommends the following practice for earthquake proof wooden houses:—firstly, the use of light materials for roofs, and secondly, the introduction of a sufficient number of solid walls with diagonals.

目　　次

第一章　概　　論
　第一項　被害統計
　第二項　家屋倒潰率
　第三項　家屋燒失率及死亡率
　第四項　震　　度
第二章　建築物被害各論
　第一項　住　　居
　第二項　工　　場
　第三項　學　　校
　第四項　事　務　所
　第五項　其　の　他
第三章　結　　論

第一章　概　　論

第一項　被害統計

昭和二年三月七日奥丹後の一角に發震して震害を京都府與謝郡・中郡・竹野郡・熊野郡及兵庫縣城崎郡の一部に及ぼした。全潰家屋總數 12,452 棟、全燒家屋 3,647 棟、合計 16,099 棟、死者總數 2,885 人、之れを但馬地震に比すると家屋被害約5倍死者7倍の被害に上る。尙ほ此の地方は丹後縮緬の產地で、京都府より產出する縮緬の約8割は此の地方よりのものである。之等の縮緬業者の損害も又少からざるもので內務省の調査に依ればそれだけでも 5,300 萬圓以上に達すると云ふ事である。尙ほ家屋及死者各地に於ける被害統計は京都府震災救護宮津出張所三月二十六日現在の調査に依れば次の表の如くである。

丹後地方震災被害統計

	町村名	全戶數	住宅			倉庫・納屋・工場			人		
			全潰	半數	全燒	全潰	半潰	全燒	全人口	死者	百分率
中郡	峯山町	988	174	8	821	146	122	447	4,585	1,012	22
	吉原村	387	289	11	70	250	46	0	2,001	202	10.1
	五箇村	437	54	192	1	66	297	0	2,118	13	0.6
	長善村	341	159	140	30	404	128	0	1,647	82	5.0
	口大野村	318	161	126	30	44	43	7	1,775	45	2.5
	奥大野村	154	74	69	14	66	61	0	1,116	42	3.8
	常吉村	181	60	105	4	42	92	0	826	6	0.7
	三重村	338	52	133	1	70	1	0	1,527	2	0.1
	五十川村	299	0	0	0	0	0	0	1,428	0	0
	周枳村	230	29	160	1	30	139	0	1,263	7	0.6
	河邊村	275	25	225	3	37	453	0	1,239	5	0.4
	新山村	368	61	235	1	118	321	0	1,677	12	0.7
	丹波村	341	180	117	15	398	156	8	1,712	64	3.7
竹野郡	網野町	1,093	461	193	278	129	79	168	5,836	293	5.0
	濱詰村	304	162	83	115	60	31	69	1,665	58	3.5
	木津村	312	83	84	2	104	62	0	1,502	8	0.5
	鄕村	406	231	59	57	343	101	72	2,051	127	6.2
	島津村	564	307	73	144	311	108	164	2,818	232	8.2
	鳥取村	382	211	124	8	397	179	3	1,954	59	3.0
	吉野村	295	1	26	0	26	40	0	1,221	6	0.5
	溝谷村	389	2	20	1	16	31	0	1,708	2	0.1
	深田村	323	61	68	0	52	29	0	1,433	6	0.4
	豊榮村	583	15	57	7	26	45	0	2,354	19	0.8

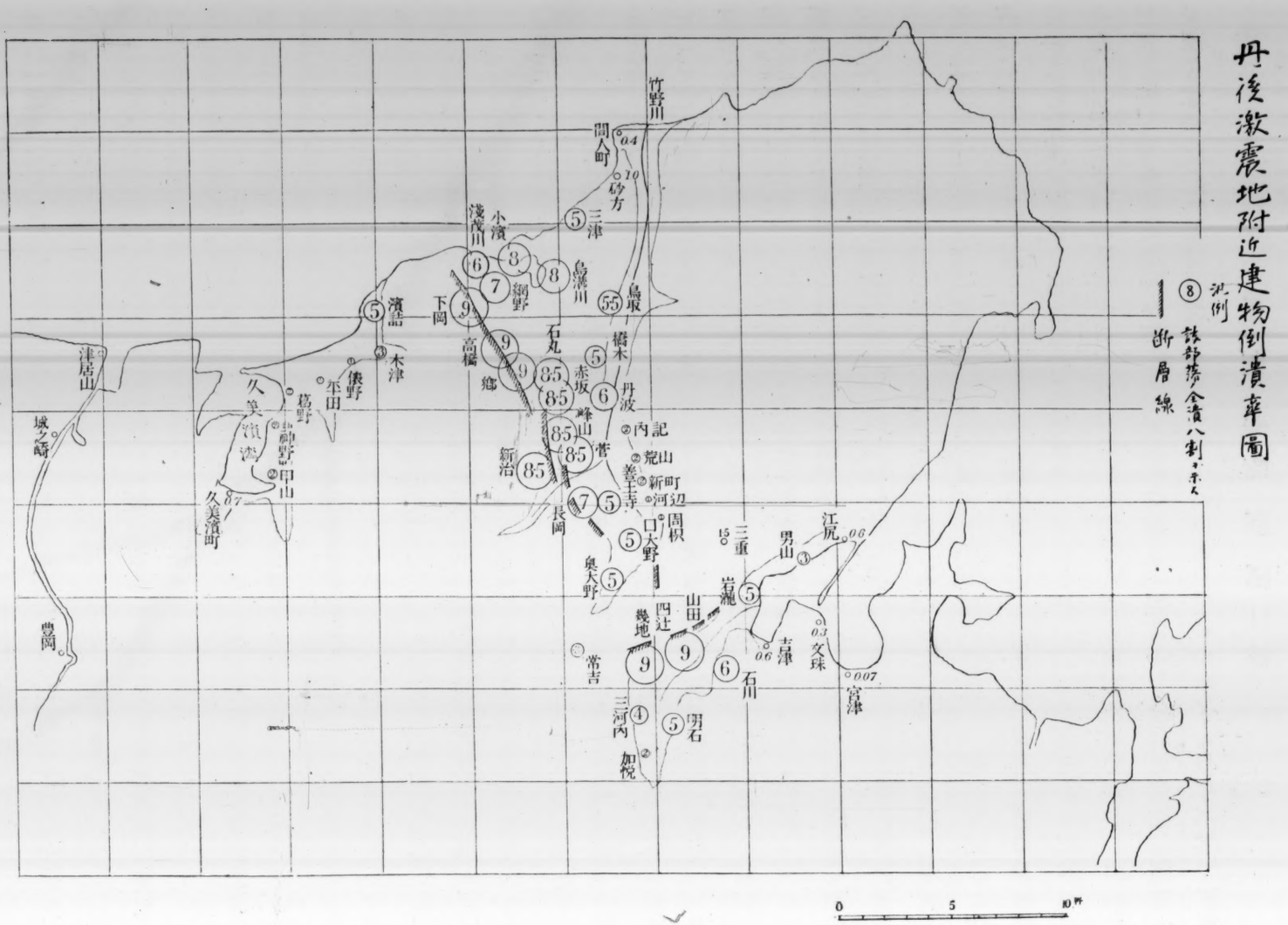
	間人町	795	34	99	0	16	18	0	3,154	2	0.06
	竹野村	298	0	2	0	3	3	0	1,309	0	0
	上宇川	330	0	0	0	0	0	0	1,480	0	0
	下宇川	545	2	0	0	0	0	0	2,369	0	0
	宮津町	2,501	19	10	0	15	51	0	12,401	0	0
	栗田村	574	0	0	0	0	0	0	3,051	0	0
	上宮津村	303	0	1	0	0	0	0	1,395	0	0
	吉津村	301	18	36	0	13	24	0	1,450	0	0
	石川村	494	313	132	5	233	284	2	2,364	29	1.2
與	桑飼村	413	197	112	2	25	18	1	1,910	16	0.8
	與謝村	451	17	26	0	29	41	0	2,215	2	0.1
	加悦町	835	191	450	17	418	900	36	4,220	32	0.8
	三河内村	351	148	120	68	359	230	207	1,909	54	2.8
	岩屋村	292	51	102	2	103	74	2	1,688	16	0.9
	市場村	348	138	10	200	353	4	74	1,601	195	12.2
謝	山田村	383	286	10	74	1,384	23	288	2,005	136	6.8
	岩瀧村	821	425	249	48	845	449	80	4,111	91	2.2
	府中村	545	19	246	0	48	253	0	2,443	3	0.1
	日置村	248	17	22	0	18	29	0	1,047	0	0
	世屋村	279	3	4	0	5	5	0	1,394	0	0
	養老村	645	0	4	0	6	16	0	2,997	0	0
郡	伊根村	369	3	3	0	2	6	0	2,096	1	0.0 4
	朝妻村	312	0	0	0	0	0	0	1,488	0	0
	本床村	368	0	13	0	2	8	0	1,899	0	0
	筒川村	396	2	16	0	0	17	0	1,924	0	0
	野馬村	281	0	0	0	0	30	0	1,350	0	0
	日ケ谷村	254	4	0	0	5	0	0	1,267	0	0
	久美濱町	439	34	238	0	231	551	0	2,096	3	0.14
	久美谷村	331	0	1	0	9	7	0	1,633	0	0
能	川上村	505	3	3	0	9	26	0	2,344	0	0
	海邊村	410	10	34	0	64	66	0	1,990	0	0
野	上佐濃村	387	1	0	0	5	16	0	1,817	0	0
	下佐濃村	332	0	3	0	8	25	0	1,545	0	0
郡	田村	357	9	23	0	39	31	0	1,767	0	0
	神野村	315	44	88	0	53	91	0	1,561	0	0
	湊村	377	49	135	0	43	56	0	1,293	0	0
城崎郡	豊岡町	2,353	72								
	城崎町	682	3								
總計		29,518	4,974	4,603	2,019	7,478	5,916	1,628	128,398	2,885	

第二項 家屋倒潰率

被害は前表の如く大なるものであるがその大部分は激震地約150平方粁の極めて小面積に行はれたのでその激しい部分を二つに分類する事が出來る。第一圖はそれを表したもので激震地各地の部落に於ける家屋の全潰率を實地踏査して得た結果と前表とを比較修正して作つたものであるが之れに依つて其の被害の分布の大略を知る事が出來ると思ふ。即ち最も激しい部分は北方網野町の下岡區から南長善村の長岡迄約 10 粁幅 2 粁足らずの線狀部分と、南方山田村から市場村の四辻・幾地、迄長 4 粁巾 1 粁足らずの部分とである。之等の部分では 0.7 乃至 0.9 弱の家屋倒潰率を示してゐて、圖に示す樣に前者は鄕村斷層の沿線に、後者は山田斷層の沿線にある部分であり、其の被害區域の廣さは丁度兩斷層の長さに比例してゐる。前者にあつては、網野・淺茂川・小濱・島溝川といふ海岸又は離湖の附近の地盤の比較的軟い所に倒潰率 0.6 乃至 0.8 弱の被害を見、丹波及鳥取の各村に同 0.5 乃至 0.6 足らずの影響を見てゐるが、之等の範圍を出ると急に減少して網野から約 8 粁離れた間人町に於ては僅かに 0.04 の倒潰率である。逆に網野から東方に向ふと海岸地たる濱詰では約 0.5 弱の率であるが木津の山地に至ると 0.3 弱に減じ俵野平田の山地では 0.1 足らずとなり此の山地を越えて久美濱灣の沿岸即神野及甲山に至ると約 0.2 といふ倒潰率を示すの狀である。

又最も激しい高橋及鄕部落から南方斷層線の沿線峰山・菅・長岡を經て善王寺・口大野・奥大野と進むに從つて、家屋倒潰率は 0.9 弱より 0.5 弱に及んでゐるが、峰山の平野を隔てて、之れと反對側の山側にある、內記・荒山・新町・河邊・周枳の部落に於ては圖に示す樣に最大 0.2 といふ少ない倒潰率である。兩者の距離僅かに約 3 粁であるのにかくの如く被害の相違してゐることは甚だ注意すべき事である。尙ほ後者即山田村の方面を見ると、圖の如く山田・四辻・幾地の各部落では 0.9 といふ大なる倒潰率を現してゐるが、之れから僅か約 4 粁離れた岩瀧では 0.5 に減じ又加悅に至つて 0.2 といふ樣に急に減じてゐる。又山田の平野にあつて山田村と反對側約 2 粁乃至 3 粁の所にある石川・明石の各部落では 0.6 乃至 0.5 であるがそれより山地に入ると急に被害は消えてゐる。即ち之れで見る如く、此度の地震に於て被害の激甚なる部分は、全く兩斷層の沿線幅 2 粁足らずの線狀內にある村落であることを知ることが出來る。

丹後激震地附近建物倒潰率圖



第 一 圖

第三項　家屋燒失率及死亡率

死亡率は前揭統計表に見るが如く全體として甚しく大きい、殊に峰山の如きは人口 100 人に就き死者 22 人といふ甚だ驚くべき割合を示してゐる。之れは地震が激甚であつたことにも因ることであるが主として震後の火事に歸因せねばならない。地震によつては生命を失つて居なかつた者も火事のために遂に失ふに到つたものが多かつたものであろうと思はれる。即ち死亡率と家屋燒失率とを調べて見ると兩者は略比例してゐることを知ることが出來る。第二圖は之れを表はしたものであつて之れに見る如く峰山では 0.8 程燒けて、死亡率 22 人、市場村では 0.6 燒けて、率 12 人、吉原村では 0.2 燒けて率 10 人、山田村では 0.2 燒けて率 7 人、鄕村では 0.1 燒けて率 6 人といふ割合である。今之等を併せて考ふるときには、是等激震區域に於ける壓死者は大略 100 人に就き 5 人程のものであつたものと考へて支障ないのでは無いかと思はれる。

第四項　震　　度

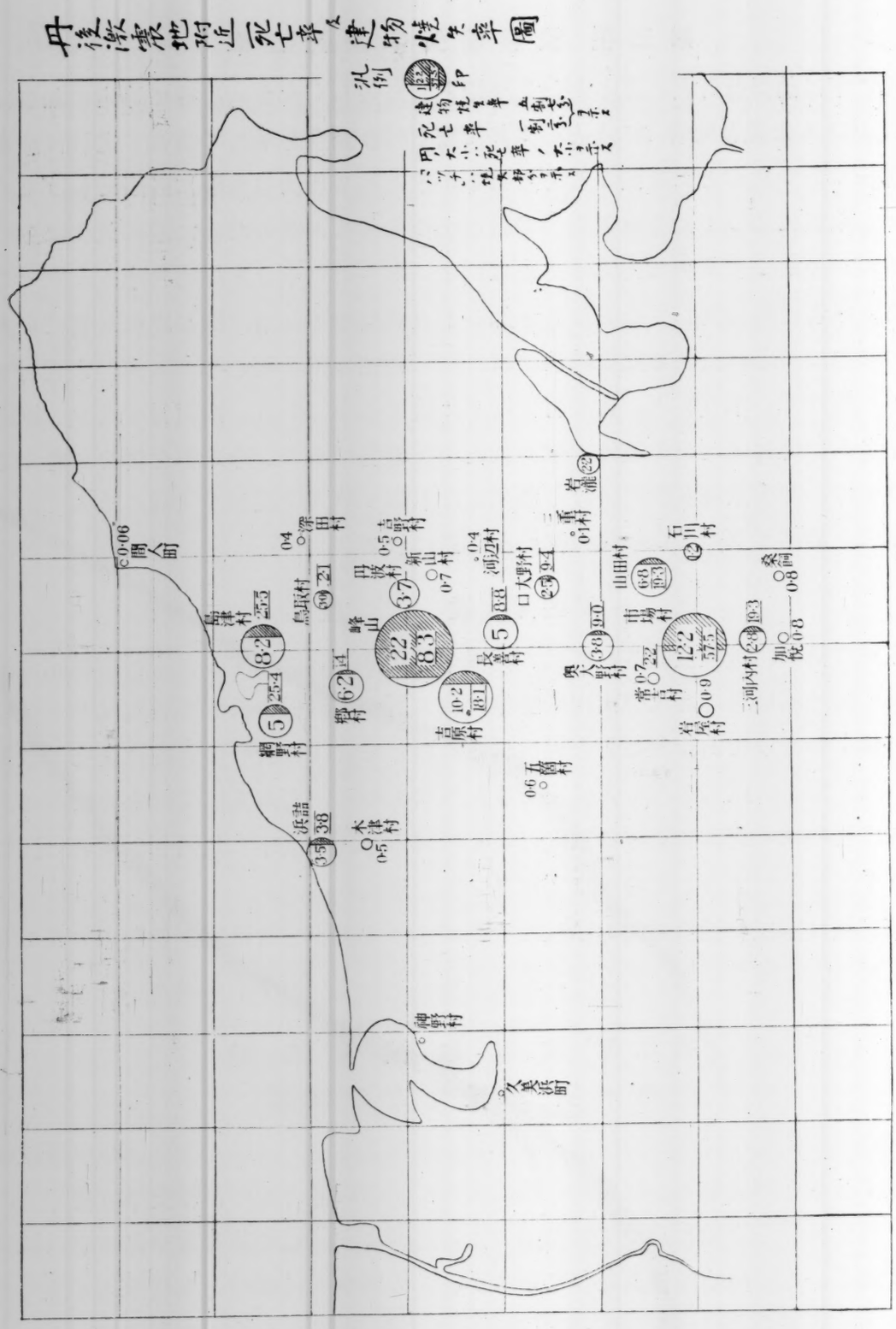
家屋の構造、破壞狀態並びに其の倒潰率等より之を推測するに鄕村斷層線に沿ふ所の鄕・高橋各部落及び山田斷層線に沿ふ所の山田村に於ては震度は 0.4 又はそれ以上のものであつたことと思はれる。而して宮津に於ける震度は被害の狀況から見て遙かに減じて 0.1 には達せなかつたものと見て大差はないと思はれるから其の他の地の部落に於ける震度は、その地の家屋全潰率に比例し、兩者の間に介在するものである、と考へて支障ないかと思はれる。

第三圖は家屋の倒潰方向を示したものであつて必ずしも地震主要動の方向を示して居るとは限られないがその大勢を推察することが出來ると思ふ。

第二章　建築物被害各論

第一項　丹後地方の住居

同地方の住居の構造は第四圖に示す如く大略之を (一) (二) (三) (四) の四種に分類することが出來る。震災地一般に渡つてこの四種のものが相交つて建つてゐる、以下少しく詳細に渡つて其構造方法を述べよう。玆に甚だ興味ある事は圖に示す如く、その構造は皆異なつてゐるが、その間取りは四種とも皆極めて似てゐることである。之れは强ひて同間取りのものを比較する爲めに擧げたのではな


丹後激震地附近死亡率及建物燒失率圖
凡例
建物燒失率
死亡率
丹後大小死亡率ノ大小ヲ示ス
問人町
深田村
吉野村
新山村
丹波村
峰山
鄕村
吉原村
長善村
河辺村
口大野村
奥大野村
山田村
市場村
石川村
岩瀧
三重村
岩屋村
三河内村
加悦
桑飼
鶴野村
浜詰
木津村
神野村
久美浜町
五箇村

第二圖

丹後激震地附近建物倒潰方向圖
N
0
5
10粁
間人
宮津
江尻
男山
岩滝
石川
山田
明石
加悦
四辻
三河内
奥大野
口大野
河辺
新町
荒山
内記
丹波
長岡
善王寺
峰山
矢田
網野
浜詰
木津
平田
中山
久美浜
豊岡

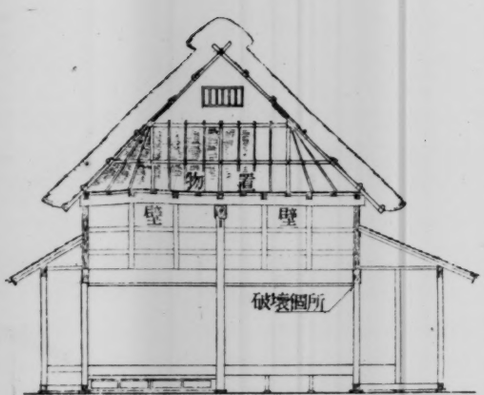
第三圖

い。斯くの如き間取りの家屋が大部分を占めてゐるのであつて、之れは同地方のみではなく但馬地方の家屋も殆んど之れと同型* である。一般に信州邊から越後東北一帶にかけての寒い地方を除いて農家の間取りにはこの型のものが多い。即ち土間と疊張りの二部分から出來てゐて、疊の部分は十字形に室が區分せられて居る。同地方では6.3尺に3.15尺の疊を敷く様に柱を配置する。隨つて室の幅は眞々 13 尺又は 9.85 尺となる、而して其の間は大部分襖によつて境されてゐる。各室の使用法、名稱も地方によつて異なつてゐるが、峰山で調べた一例を述べると(一)に示した様に臺所土間に接した室を「ナベザ」と稱して、こゝを食堂に使つてゐる。その奥を「ナンド」と稱して寢室に使つてゐる。表に面した一つの室を「ミセ」と稱して玄關に、その次の室を「オク」と稱して客室に使用してゐる。土間は入口の部分を玄關に、奥の部分を、臺所或は物置に使用してゐる、その臺所の部分には竈、井戸、流しが有り、その入口の横の部分には厩が設けられてある。農夫にとつて馬は大切な財產である。この厩は次第に町家に進むにしたがつて必要が無くなり(二)(三)(四)と次第に變化して疊敷となつてゐる。此の型の農家の間取りは町家に進むときは「オク」「ミセ」の部分と厩に相當せる所が疊敷となつて、商品の陳列場になつて此所で商をしてゐる。次第にその間取りも發達してゐるがその始は農家のものから出たのであることを推測せられる。而して(一)の平面に於て見る如く外壁は多いが室内には間仕切壁が極めて少なく大きな室から成つてゐることは農家の特徵の一つである。間取りは以上四種とも相似たものであるが、その構造は夫々異なつてゐる。然し之れを調べるとその異なつた中にも又相互に關係のあることと見出すのであつて(一)と(二)との間並びに(三)と(四)との間にはその進化の經路を知ることが出來る。即ち(一)(峰山町に於て實測したものを以て例とする)はその最も原型的のもの即ち草葺の構造であつて、著しい特徵は土間と床張りとの境に大さ 7 寸乃至 10 寸に近い欅の角柱即ち大黒柱を建ててあることである。この柱は棟迄達してゐるのではなく、大きい差鴨居及二階梁を支へる役をしてゐるので實用より寧ろ裝飾的のものである。土台は最も立派な家に於ても家の周圍だけで内部にはない。柱は大黒柱以外は普通 4.5 寸角で其の上に 10 寸の差鴨居を渡し、その上天井迄約 6 尺の間は小壁となつてゐる。天井は即ち屋根裏室の床であつて其の上に圖に示す様に直徑 2 寸乃至 3 寸の丸木

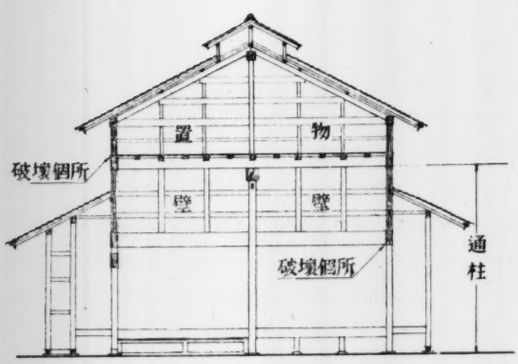
*震災豫防調査會第百一號 拙著但馬地震建築物被害報告

第四圖

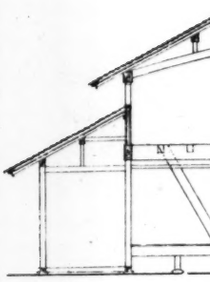
丹後地方住居構造



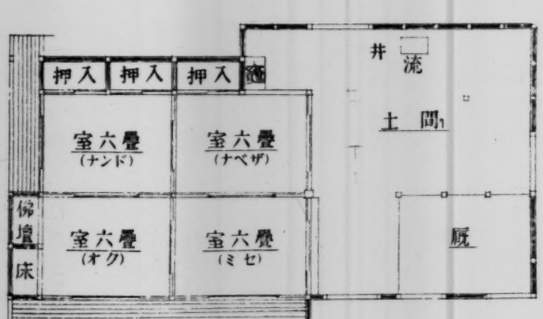
(一)

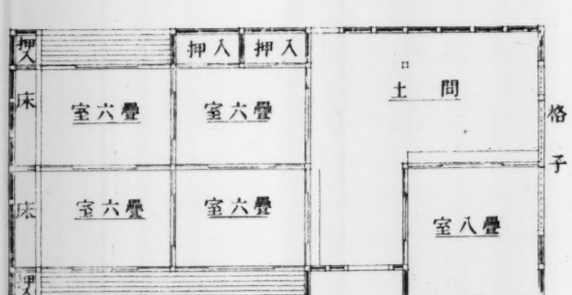


(二)

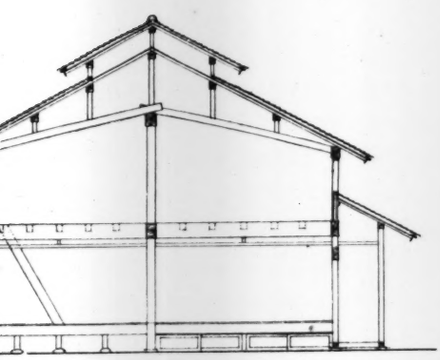


1尺

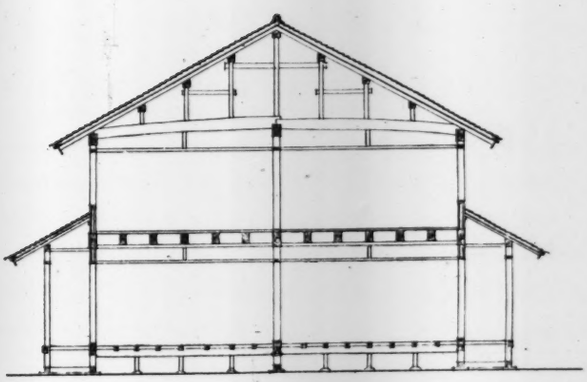




1尺

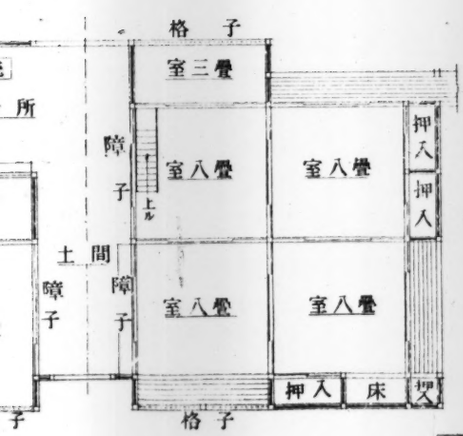


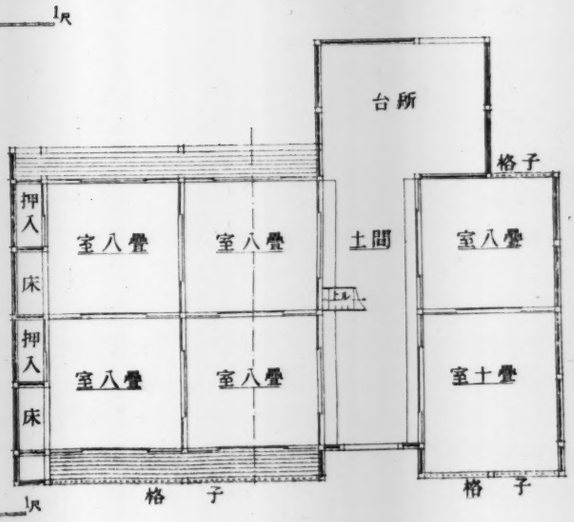
(三)



(四)

1尺


格子
室三疊
所
障子
室八疊
室八疊
押入
押入
上ル
土間
障子
障子
室八疊
室八疊
押入
床
格子


台所
格子
押入
床
押入
床
室八疊
室八疊
土間
室八疊
室八疊
室八疊
室十疊
格子
格子

1尺

を三角形に組み繩で結んで合掌とし、之れに母屋として竹或は細い丸木を結ひ付け、その上に藁を葺いて居る。此の部分には普通束を用ひず、プリズム形の空間は物置に利用せられてゐるのが多い。(二)（山田村に於て實測したものを以て例とする）は同地方の瓦葺家屋に最も多い型であつて、之れは一目して屋根以外の構造が極めて(一)に似てゐることを見ることが出來よう。即ち(一)の草葺の構造方を瓦を葺かんが爲めに變じたものであつて、二階床迄の構造は(一)の草葺と何等異なる所はない。只この二階床から上部の構造が瓦を葺くために異なるのみである。一階の天井即ち二階床迄は一本の通柱であるが、之れから束を新しく大神樂に建て、（第四圖の(二)及び寫眞第一、第二參照）その上は軒桁を架し、その軒桁から合掌が約6寸勾配に登り、棟木の所で合つてゐる。さうしてその棟木を一間或は一間半の間隔を置いて束で支へてゐる。（寫眞第四參照）合掌の上には母屋を置き棰、土居等の上に瓦が葺いてある。草葺の構造法を變化して瓦葺となすに際し、勾配を緩にして、屋根裏室の空間を利用せんが爲に當然の經路として、左右の桁上に更に柱を建て軒桁迄約3尺程の垂直な壁體を周圍に廻らすに至つたのである。而してその3尺程の周圍の壁には一つも窓を造らない、隨つて此の室の採光、換氣のために圖に示す樣な天窓を造つてゐるのである。同地方に行くと貳階の周圍は柱の並んだ壁でかこまれて、屋根に天窓を持つた瓦葺家屋が多く目につくが、其れは大部分此の型のものである。そして屋根裏部分を物置とし薪炭、藁等の貯藏に充てゝゐる。

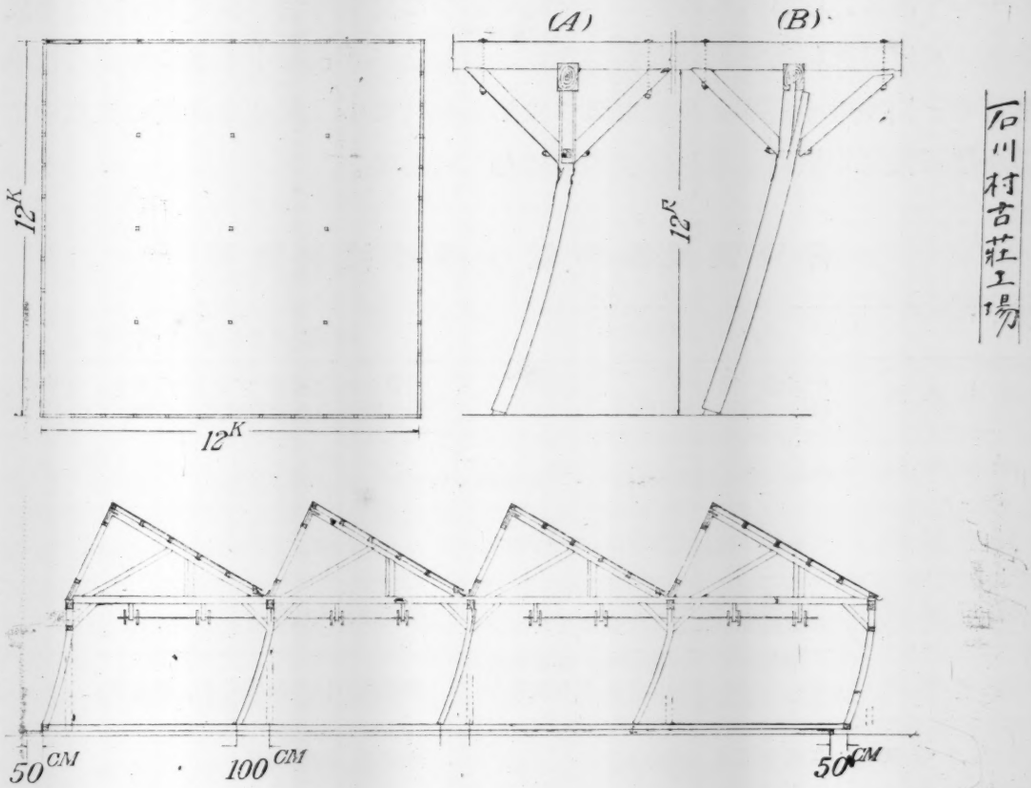
(三)（岩瀧町に於て實測したものを以て例とする）は前二者と異なつて家屋の構造は遙かに進歩してゐる。即ち柱は小屋梁迄通しとなつてゐて、小屋組の構造も前二者に比して遙かに進歩してゐる。只二階の室が低く此處を物置に利用してゐること、及び天窓のあることは前二者に似てゐる。(四)（口大野村に於て實測したものを以て例とする）は(三)の更に進歩したもので二階をも居間として使ふやうになつて居り、柱も小屋梁迄通柱となり、小屋組の構造も普通の束立となつて居る。(一)と(二)及び(三)と(四)とは夫々關係のあることは前述の通りであるが前二者と後二者との間には著しい關係を見出し得ない。前者が同地方在來のもので後二者が割合に新しく他の地方から入り來つたものであろう。同地方の家屋の構造は大略以上の樣なものであるが、之れを知ることは今度の地震による被害の狀況を說明する上に必要なことである。即ち被害の狀況とは一、家屋の全

潰率が甚だ多かつたこと、二、かくの如く全潰率が多いのにかゝはらず殘存家屋と全潰家屋の被害の程度に甚しい相違のあつた事とである。木造家屋の地震に依る破潰は、通常一階或は二階の柱が折れて、屋根はその儘の形を維持して、地上に臥してゐるのであるが、今度の激震地で、その破潰したものを見ると、屋根自身も亦甚しく破壞されて、宛かも屋根の上から壓し潰された様に壞れてゐるものが多かつた。然るに殘存せるものには左程の被害もなかつた。前者をのみ見るときは、地震の强さが極めて激しかつたものだと推測し、後者をのみ見るときは、地震の强さが左程激しくは無かつた、と推測される様な現象を呈した。此の爲めに家屋の破潰狀態に依つて、地震の强さを推測せんとするものは、頗る迷はされたのであるが、然しその迷ひはこの家屋の構造の種別を知ることに依つて相當解決がつくと思ふ。即ち前に掲げた種別の中(一)(二)と(三)(四)とは耐震的の價値には甚しい相違があつて、前二者は頗る弱く、後二者は相當强いのである。即ち前二者にあつては室内の下部に間仕切壁が無いのにかゝはらず、差鴨居上部は各室とも6尺の小壁を圍らし、(寫眞第五參照)階上は物置として常時重い荷重を支へてゐる。その上に階上の柱は大神樂式で、小屋組は比較的大きな材を用ひてあるが、材相互の連絡は只支持で、而かも組方はなく、只一つの束で支へてあるのみである。垂直荷重のみに對しては、左程でも無いが水平力を受くる場合には、甚だ不利なものである。同地方の倒潰率が甚だ多かつたのは、地震が激しかつたばかりでなく、かくの如き家屋が多くあつた爲めであろうと思はれる。寫眞第一は山田村に於ける(二)の型のもの、寫眞第二は峰山から網野に至る途中の赤坂に於けるもので屋根の破壞したのを後に修理したものである。寫眞第三は口大野に於ける屋根のみ破潰した一例である。

第二項 工場建築

同地方は縮緬の本場である。隨つてその工場の數多く被害も亦少くなかつた。倒潰工場1,359棟に及んでゐる。その工場の型は之れを二つに區別される。一つは寫眞第六、第七に示す如きもので、今一つは寫眞第八、第九に見る如きものである。前者は最も多數のもので住居に附屬して建てられた小規模のものである。後者は鋸屋根の大工場であるが震災地を通じて僅か4個に過ぎなかつた。(燒けたものはあつたかも知れない)。前者は普通 4 間に 5 間長方形の平面を有

し、階下には約6尺平方の織機が5臺或は6臺並べられ、(寫眞第七參照) 階上には4尺に12尺程の繰絲器が置かれてある。階下柱は通常長12尺檜材6寸角のものを使用してゐるが筋違•方杖•鐵物の類を使用してあるものは一つも見出し得なかつた。屋根重く室大なるにかゝはらず構造之れにともなはなかつたので被害の多かつたのは當然のことであろう。後者鋸屋根のものは石川村•三河內村•長善村•峰山の4ヶ所にあつたが其の中石川村のもののみ殘存して (寫眞第八) 他は寫眞第九に示す如く全潰してゐた。即ち石川村のもの以外は總て瓦葺で、方杖の使用が全くないものであつた。石川村のものは工場として立派なものでその間取、構造を示せば第五圖の如きものである。之れは被害の最も激しかつた山田村



第　五　圖

から1.5粁ほど離れた所にあつて0.35近くの震度を受けたろうと思れるが、その被害は建物が布石上を約50糎程移動し、內部方杖のある柱が圖の如く曲つてゐるのみであつて全潰に到らなかつた。之れは全く屋根が石綿「スレート」葺であつたことと方杖の使用があつたためであろうと思はれる。內部柱は檜材6寸角のものであつたが方杖のある部分で第五圖 (B) の如き破壞をなしてゐた。通常方杖

のある柱は(A)の如く方杖下にて折れるのであるが(B)の如く上部桁の所で枘の部分から柱が裂けてゐたのは一見特異に感じられたが之れは柱に方杖を用ひた場合には柱の弱點は二個所となつて一は方杖下に、他は柱頂に生ずる、柱の太さ、方杖の太さ等に依つて最弱所は一ともなり又二ともなり得ると考へれば說明がつく。この場合の柱は長12尺6寸角といふもので方杖に比して割合に太いものであつたのでかゝる破潰をなしたものであろうと思はれる。

第三項 學校建築

木造小學校がいつの震災に於ても甚しい害を受けることは誠に憂慮に堪へない事の一つである。幸ひにも發震時が夕刻であつて兒童歸宅の後であつたため兒童の學校に於ける死傷者を出さなかつたが、若し之れが授業中であつたならば幾何の死傷者を出すの不慶事を見るに至つたかも知れない。此度の地震の激震地に於ける小學校被害の概略を擧れば次の表の如くである。

丹後激震地附近小學校被害概要

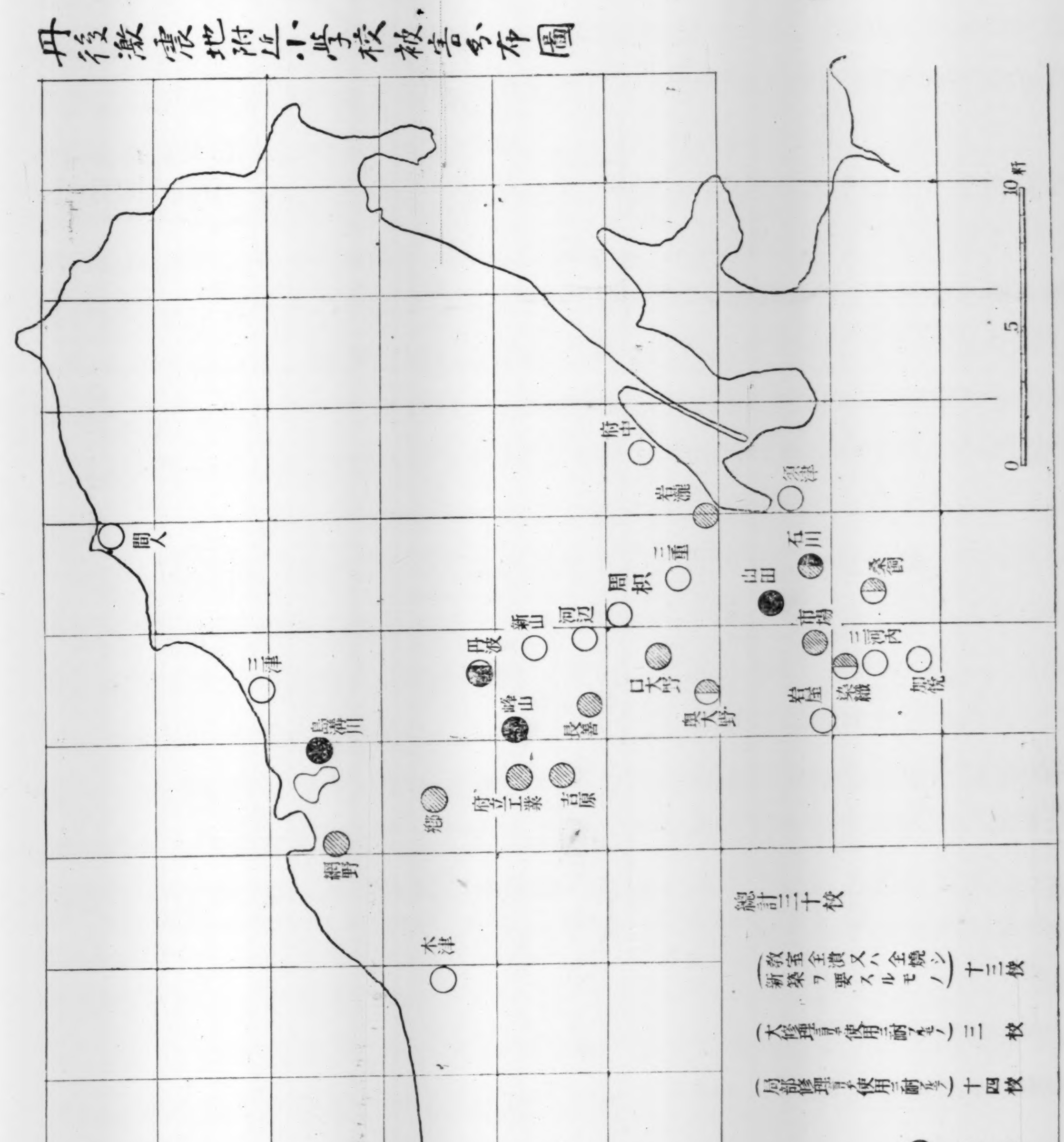
	教室	講堂又は雨天體操場
岩滝小學校	平家建三棟全潰、何れも筋違の使用なし。	講堂小屋組鐵骨「ブレース」あり、被害輕、控所燈材あるも方杖なく二棟の中一棟全潰。
山田小學校	全焼	全焼
石川小學校	平家建二棟、一棟全潰、一棟全焼。	全焼
桑飼小學校	平家建二棟、大破損修理により使用にたゆ。	平家建、大破損。
加悦小學校	二階建本館、被害輕微、平家建教室、基礎の不同沈下による被害を受く、被害輕。	平家建方杖の使用あり、被害輕。
三河内小學校	新築平家建、被害輕微。	平家建、被害輕微。
岩屋小學校	新築二階建、被害輕微。	平家建、被害輕微。
市場小學校	平家建二棟、一棟全潰、一棟半潰。	平家建、全潰。
三河内染織講習所	二階建一棟、階上のみ傾斜。	無。
府中小學校	二階建二棟、屋根ひさし一部墜落。	平家建、基礎不同沈下のため床に龜裂を生ず。

須津小學校	二建階、石綿「スレート」葺、被害輕微。	平家建、石綿「スレート」葺、被害殆無。
口大野小學校	平家建二棟、一棟全潰、一棟大破損。	講堂二階建本館の階上にあり全潰、控所平家建全潰。
奥大野小學校	平家建一棟、筋違あり大破損。	
長善小學校	平家建二棟、筋違ある一棟半潰、筋違なき一棟全潰。	平家建全潰。
吉原小學校	平家建一棟、筋違あり半潰。	平家建全潰。
峰山小學校	全　燒	全　燒
丹波小學校	平家建三棟、二棟全燒、一棟大破損。	全　燒
三重小學校	平家建二棟筋違あり、被害壁體に龜裂あるのみ。	平家建方杖あり、被害殆無。
周枳小學校	平家建二棟筋違あり、被害同上。	平家建方杖あり、被害殆無。
河邊小學校	平家建二棟筋違あり、被害同上。	平家建方杖あり、被害殆無。
新山小學校	平家建二棟筋違あり、被害同上。	平家建方杖あり、被害殆無。
峰山工業學校	二階建三棟全潰。	二階建階上にあり、全潰。
鄕小學校	鄕村斷層上にあり全潰。	全　潰
網野小學校	二階建一棟全潰、平家建二棟全潰。	平家建方杖あり、被害輕。
島溝川小學校	全　潰	全　潰
三津小學校	二階建半潰。	半　潰
間人小學校	平家建、被害輕微。	平家建方杖あり、被害輕。
木津小學校	二階建、被害輕微。	被害輕微。
神野小學校	二階建、被害殆無。	被害殆無。
久美濱小學校	二階建、被害殆無。	被害殆無。

激震地に於ける小學校、總數 30 校の中、學校の生命を失つたと考へられるもの 13 校、傾斜はしてゐるが、大修理によりて使用に堪ゆるもの3校、傾斜は少い

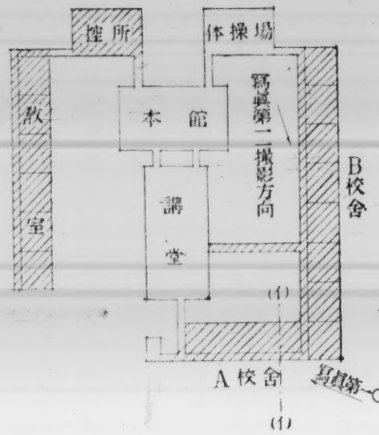
が、基礎石の朶み出、教室の壁の剝落、屋根ひさし、玄關車寄、渡廊下の破潰、等で局部的の修理によつて、使用に堪ゆるもの 14 校である。生命を失つたと考へられる 13 校の中には、燒失せるものあることは、勿論であるが、中には教室二棟の中、一棟全潰、一棟半潰して控所のみ殘つてゐるもの、又控所、講堂全潰し、教室のみ半潰で殘つてゐるもの、又は教室二棟の中、一棟全燒一棟全潰せるもの等の如き學校として用をなさざるものを一纏めとして算したのである。その被害分布圖を示せば第六圖の如くである。同地方小學校の構造は先年震災を蒙つた但馬地方のものと比較すれば、幾分耐震性の多いものと見ることが出來る。それは各教室が皆壁體に依つて區分せられてゐる點である。今、使用に堪へない程度の損害を受けた校舍について、平家建と二階建との二つに分ち其の破壞狀態を考へて見よう。

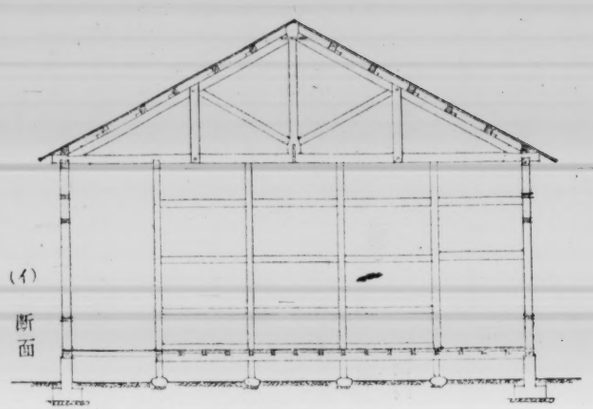
（イ） 平家建校舍の破潰。之れを分ちて二つとすることが出來る。即ち一つの型は柱梁がその接續部分で折れて同一方向に倒れ、宛かも積木細之の家を、横倒しに潰した場合の如く、屋根が地上に伏せられたものと、今一つの型は柱、梁等の材は或は右に、或は左に、甚しく曲つてゐて、家屋全體として使用に堪へない様に破潰されたが横倒れにならず立つてゐるものと二つである。岩瀧小學校・石川小學校等は前者に屬し、長善小學校・吉原小學校等は後者に屬するものの好例である。自分は始め、之れは其の土地の振動性に歸因してゐて、即ち前者は比較的震央より離れた地にあり、後者は震央の直上にあつた關係上、前者は水平動により、後者は上下動により、かゝる破潰の差を生じたものと考へたが、後に尙ほ詳細に調べた結果、之れは正しく構造上の相違があることを知つた。今その一例を岩瀧小學校と長善小學校にとつて兩者の構造及び破潰狀態を說明しよう。寫眞第一〇、第一一、第一二は兩者の破潰を示したものであつて、前者は岩瀧町にあり、後者は長善村の長岡より善王寺に通ずる街道に沿ふたものである。兩地の震度を附近の潰家より見るに、後者は峰山から菅を經て走つてゐる斷層線の直ぐ近くにある、埋立地の上に建てられたもので如何に讓歩しても岩瀧より水平、垂直に震度は輕かつたものと見ることは出來ない。然るに岩瀧小學校は寫眞に見る如く一たまりもなく潰されてゐるが長善小學校の方は殘存してゐる。兩校の規模を示せば第七圖の如きものであつて家屋の新舊の程度は岩瀧の方が遙かに新しいものである。即ち斯くの如き破壞の差は全く兩校の構造の相違に因るものであつ

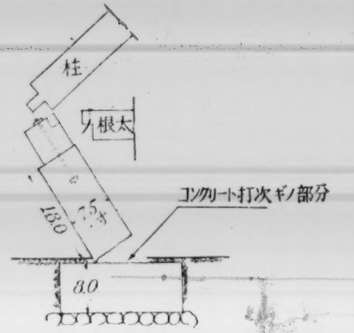


第六圖

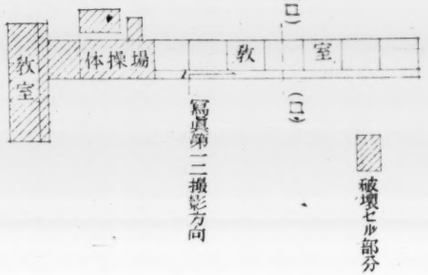
岩瀧町小學校

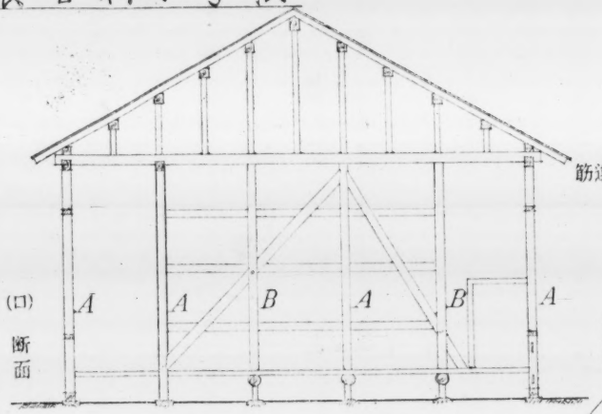


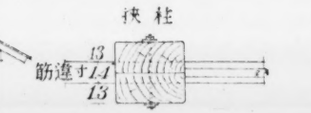


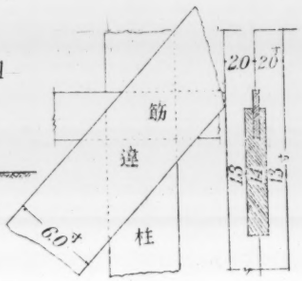


長善村小學校









第七圖

て、今その大略を示せば第七圖の如きものである。之れを見るとき、直ちに諒解せらる如く、前者は教室間仕切壁に筋違の使用がないが、後者は筋違の使用がある。之れが全く以上の如き破潰の差を生じたものであつて、後者の筋違の使用法は、甚だよく工夫したものであつた。

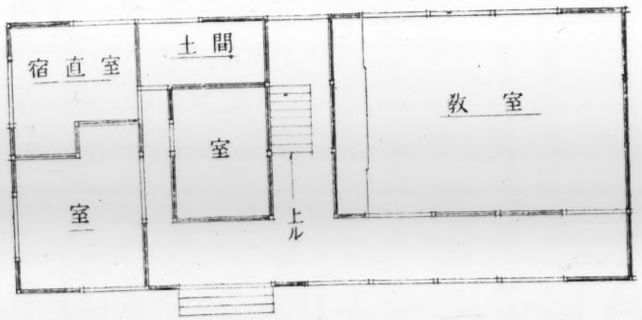
第七圖にその詳細を見ることが出來る。即ち斷面圖中A柱は4.5寸角柱であるがB柱は圖の如く4.0寸厚の柱を二つ割として其の中央に厚1.4寸巾6.0寸の筋違を挾み、水貫をその中央に通し、柱の兩面から「ボールト」で是等を堅く締め付けたものであつた。甚だ考慮した手法であつたため筋違がよくその効を奏して、吾々に貴重な經驗を示して呉れた。兩校の基礎に就て見るに、岩瀧のものは、第七圖右方に示す様に割栗を搗き堅め「コンクリート」の基礎を設け、その上に土臺を「ボールト」で示めつけたものである。誠に注意したものの様であるが「コンクリート」基礎が、圖に示すやうに折れてその効を失つてしまつた。かゝる構造法にしても、斯くの如く破潰するといふ事は、甚だ困つたものであると思つて居たが、家屋を取除いた後、詳らかに調べた所、これは全く「コンクリート」工事の不注意に歸因したもので、即ち「コンクリート」工事の際その打次ぎの場合によく水洗ひを行はなかつたためであることが解つた。同校のB校舍（第七圖參照）は基礎は之れと異なり土臺を單に布石上に置いたものであるが寫眞第一一に示す如く倒潰してしまつた。然るに長善小學校の基礎を見ると之れと同様で土台を布石上に置いたのみであつたが、よく倒潰を免れてゐた。即ち全く筋違の効果に依るべきものであろうと思はれる。

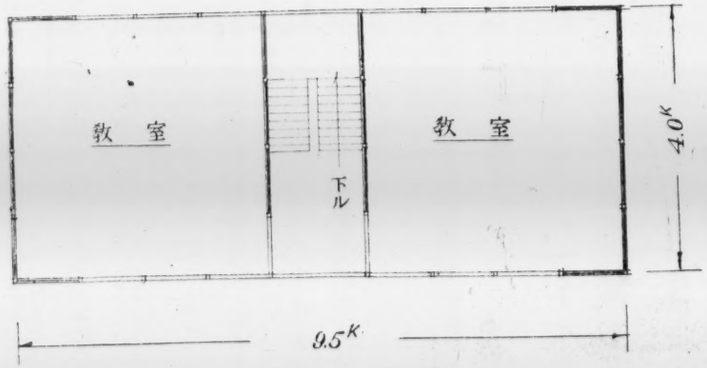
（ロ）　二階建校舍の破壞。之れを三つに分けて說明しよう。二階建家屋にあつては、通常階下が破壞されるが、階上は地上に座して、矩形架構の形を維持される。隨つて階下は危險であるが、階上は安全であると云はれてゐるが必ずしも左様ではない。殊に小學校建築では左様ではない事は自分が先年但馬地震の際に、小學校の破潰狀態で、說明したが今度の地震に於ても、階下に於て破潰せるものとは限らなかつた。即ち階上のみで破潰せるもの、階下のみで破潰せるもの、階上階下にて破潰せるものの三つがあつた。階上のみで破潰せるものの例として、口大野小學校と三河內染織講習所とを擧げよう。寫眞第一三は口大野小學校階上の破潰の狀態を示したものである。三河內の方は階上傾斜に止まつた。階上のみ破潰せるもの、及階上階下に破潰せるものの例として峯山に於ける京都府立工業

學校の二校舍を擧げよう。寫眞第一四は階下のみ破壞して、階上はその儘地上に座つたもの、寫眞第一五は階下で破壞した上に階上でも破壞したものである、斯くの如く樣々の破壞現象を生ずるのは一見全く偶然の出來事の樣に思はれるがさうではなく、夫々の構造殊に其の間取りを見ると之等の現象に各々理由の存することが判る。第八圖は口大野小學校及三河內村染織講習所の平面圖であつて、第九圖は府立工業學校の平面圖である。之等を比較すると、自らその相違の存する事に氣が付かれるであらう。即ち階上で破潰せるものは、いづれも階上が階下に比して、間仕切壁が非常に少ない廣い室を有するためである。斯くの如く。階上階下の破壞の現象は主として兩者の壁體の多少に關係してゐるものであつて、峯山工業學校に於ける A校舍 B校舍（第九圖參照）の兩者は、その間の關係を甚だよく說明してゐるものである。兩者は全く同一の場所に在り、同一の構造であるがA 校舍は階下のみ、B 校舍は階上階下共に破潰した。是即ち A校舍は階上階下其三教室から成つてゐて階上階下同樣の間仕切壁を有したてゐが爲め、普通の場合の如く、階下のみで破壞し階上はその儘の形を維持して、降下したのであるが、B 校舍では、階上は教室と講堂から成つて、階下よりも室大きく間仕切壁少ないために階下で破潰した上に階上でも、只其の端に一教室を殘したのみで、大部分崩壞の憂目を見たのである。此の破壞の狀態は先年但馬地震に於ける、津居山小學校の例と極めて似てゐる。唯今度の場合は、地震が遙かに强かつた爲め破壞が更に進んだものであらうと思はれる。

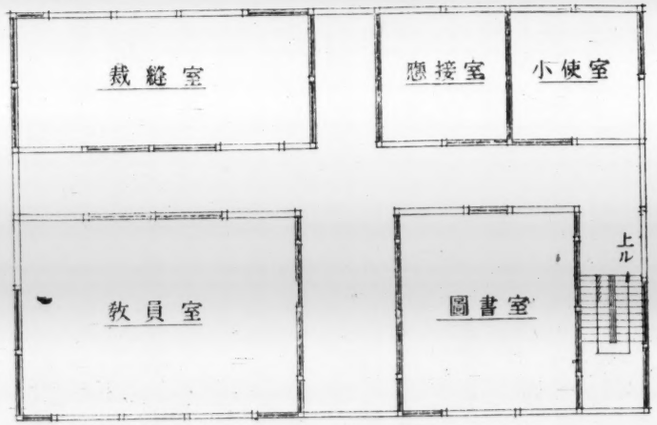
以上三つの例に於て、其の破壞狀態と間取りとを見合すとき、木造二階建家屋が、階上階下の壁體の多少によつて如何に破壞するかを、大體推知することが出來ると思ふ。以上は破壞の現象を觀察したのであるが、飜つて考へて見ると、之等の破壞の起る所は大略講堂の部分であると言ふ事が出來る。即ち木造小學校の校舍で、最も破壞し易い部分は講堂である。但馬地震の際の津居山小學校・氣比小學校・樂々浦小學校も皆是である。それが階上にあると階下にあるとに、かかはらずその部分で破壞されてゐることは、小學校建築の最も注意すべき事であつて斯くの如く講堂部分が崩壞し易いのは、是等は教室に比して大なる室であるにかかはらず、教室と全く同じく構造し教室の連續とのみ考へてゐるからである。張間5間、長 10 間以上の大室であつて方杖の使用なくして之を耐震的にすることの、不可能なるは固より明らかな事である。その外尙ほ注意せねばならぬこと

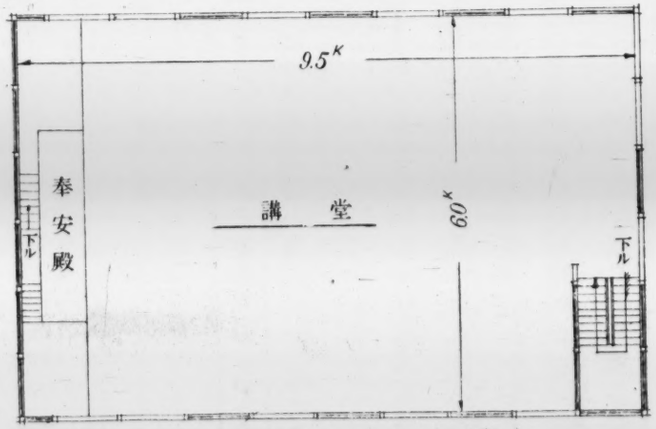
階上ノ破壊セル家屋ノ平面圖





三河内村染織講習所

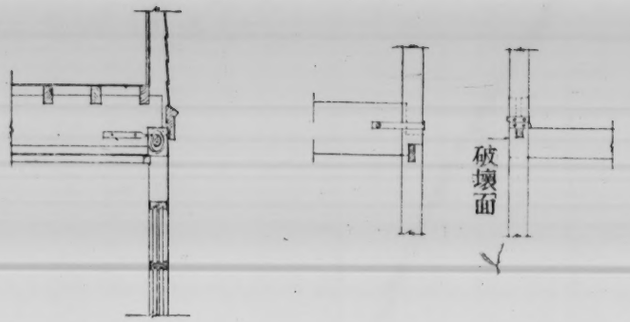


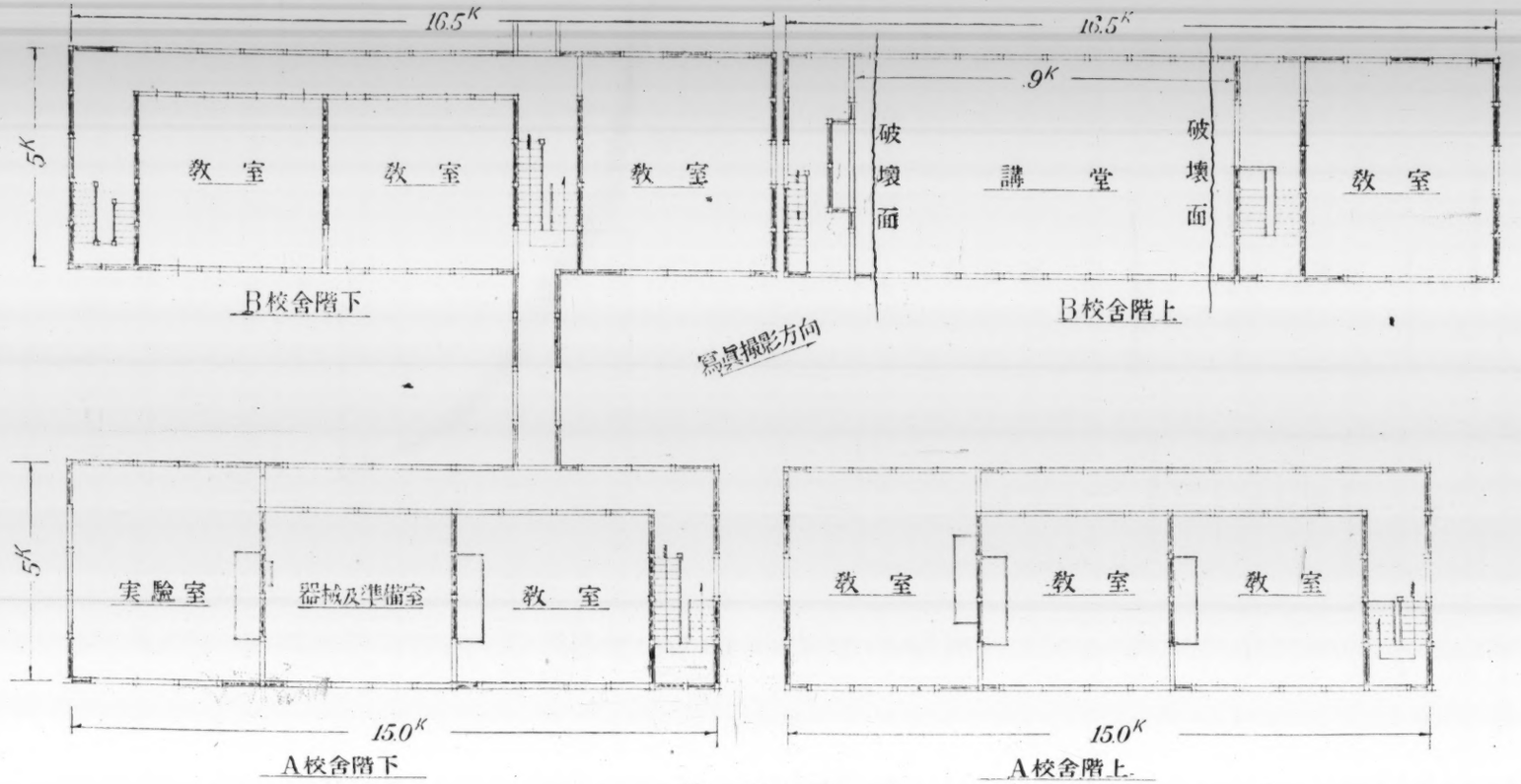


口大野小學校本館

第八圖

京都府立工業學校（石峰山）





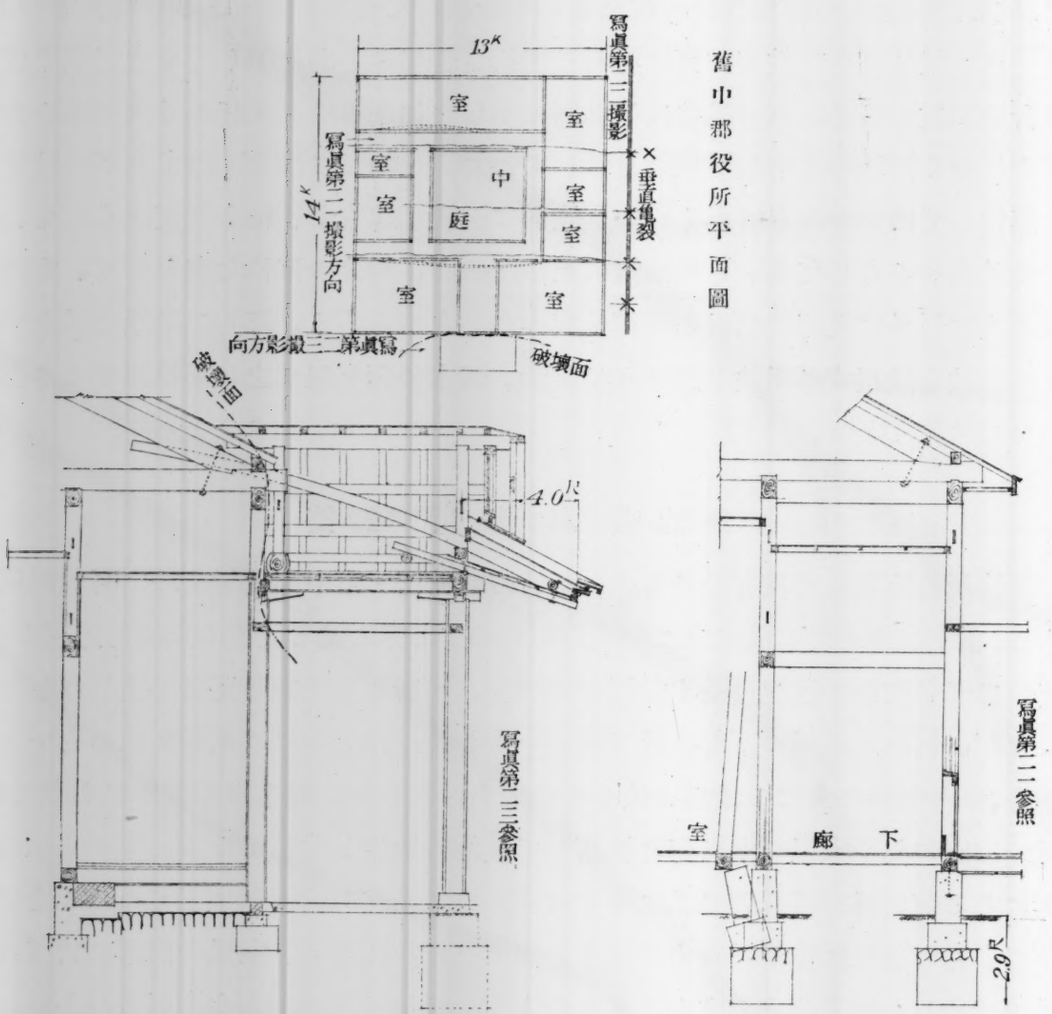
第九圖

は、柱と二階梁との接續部分で柱を著しく毀損して居ることである。寫眞第一七、第一八は毀損された柱が如何に脆弱に挫折されてゐるかを示した府立工業學校B校舍の隅柱である。その構造は第九圖に示した如きもので米杉5寸角であつたが斯くの如く靱性のない破壞狀態を示してゐた。鐵物又は添木を以て上下の柱を充分連結して置いたならばかくの如き脆弱な破壞は起らず、縱令震度强くして、所詮は破潰するとしても、その全潰に至る迄の間、幾分の彈性を發揮して、室內に居る人に屋外に逃出すだけの時間を與へることであろう。即ち二階梁と柱との接合は、柱を毀損する手法を避け必ず鐵物、添木の類を以て之れを補强することを怠つてはならない。

第四項　事務所建築

事務所建築として殘存せるものに舊竹野郡役所・舊中郡役所及峰山區裁判所がある。前者は網野町に後二者は峰山町に在る。之等に就て被害の大要を述べよう。此の二者の被害の狀況は全く相似たもので、兩者とも平家建瓦葺で潰れはしなかつたが、何れも家屋の下部に於て著しい害を受けた。それは振動に依るといふよりも、寧ろ敷地の大なる地疵に依るものであるらしい。即ち中郡役所にあつては、第一〇圖の如く家屋の中央部を橫斷して數條の地疵を生じてゐる。其の家屋の周圍にある煉瓦塀が寫眞第二二に示す如く、縱に垂直の龜裂を生じてゐることに依つて、その敷地に作用した力の狀態を知ることが出來る。家屋の內部に於ては、點線で示した如く地疵の方向と直角の方向に建物の基礎が左右に引き開かれ、爲めに土臺は左右に傾いて廊下に於て根太が土臺から引き拔かれた、寫眞第二〇第二一第一〇圖はそれを示したものである。

峰山區裁判所の被害も、亦同じく主として大なる地疵に依るものであつて、寫眞第一九はそれを明かに示したものである。斯くの如き大なる地疵を生じて、建物の敷地が破壞される場合には、之れに依る建物の被害は避け難いことで、柱の脚部を土臺に依つて强固に結束して、縱令基礎が左右に引き張れても柱が左右に開かれ無い樣な構造を選ぶより術が無いであろう。玆に注意して置かねばならぬは此の兩者の敷地の地盤は、花崗岩の風化した砂で出來てゐるのであるが、此所に生じた地疵は普通の「バンキング」に生ずる樣な局部的のものではなくて、之の二つの地癖は之れを延長すると峰山の西、安に達し此所で上菅と新治との間を北



第一〇圖

方に走つて、安に到達せる斷層線と連續する性質のものであるらしく思はれることである。峰山附近で鄉村にも劣らぬ程の激しい被害のあつた建物、即ち吉原村役場・吉原村小學校・峰山工業學校・中郡役所・峰山裁判所等は全くこの斷層の沿線にあつたためと考ふるの外はない。尙中郡役所に於て注意すべきは、玄關、車寄の破壞である。この例は單に此建物ばかりでなく、男山公會堂・岩瀧裁判所・三河內染織講習所等震災各地に亘つて數個所あつた。玄關車寄・渡廊下等の附屬物がその本館から離れて、早く潰れるといふ現象は、いつの地震に於ても多く見る所である。之等は建築物全體から考ふれば小部分の破壞に過ぎないかも知れぬが、逃れ出んとする人の命に關して考ふるときは、重要な事であるから看過する

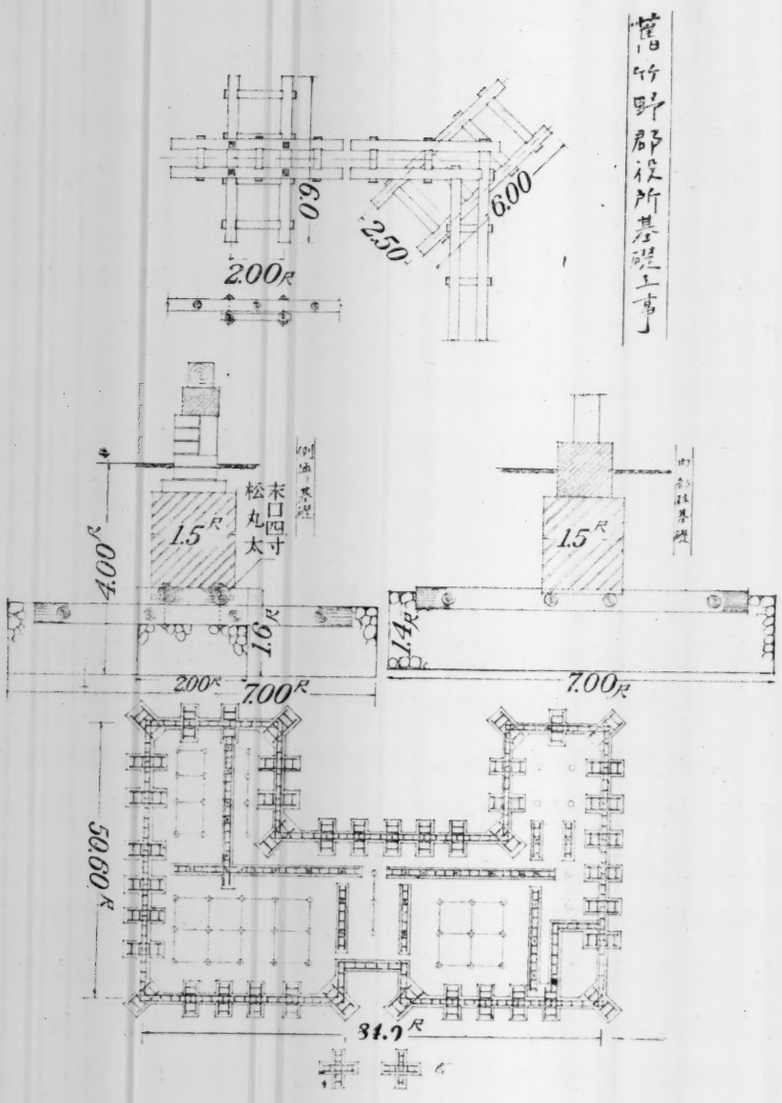
理には行かない。中郡役所の車寄は相當に注意した構造で、第一〇圖に示す如きものであつたが、寫眞第二三に示す様に本屋との接續部で全く美しく取り去られてしまつた。即ち之等附屬物は本館と同一の振動をなし難いため、其の接續部には大なる力が作用するのであるから特に兩者の連結を堅固にして置かねばならない。此の郡役所の場合、棟木は本屋に圖の如く深く差込んだものであつたが、之れでも引き抜かれてしまつた。今一歩進んでこの棟木を本屋小屋組に「ボールト」で堅く締めて置いたならばかくの如きこともなかつた事と思はれる。

舊竹野郡役所は網野町にあり、瓦葺二階建、寫眞第二四に示す様に殘存して居る。室内、壁に僅かの龜裂を生じ、建物後方一部分が土台から 15 糎ほど移動して居たが、軸部には少しの被害もなく、震後に建物の一部は重傷者の收容所に當てられ、一部は震災救護事務所に當てられて、救護活動の中心をなし、孤立無援の狀況にあつた北部の震災各村の人々を、幾何救つたか解らない貴重な建物である。此の地は峰山附近に比較すれば震度は小さいのであるが、この建物の直ぐ前にある小學校・村役場・網野神社等の全潰せる狀態から見て震度 0.3 程はあつたものと考へられる、此郡役所の間取り、構造等は普通の注意に依て建てられた程度のものであるが、只特に他と異なる點は其の基礎である。即ち敷地は田の上に 4 尺程の盛土をなし其の上に建築された建物である。

軟濕の地、即ち周圍水田の地、或は埋立地は、建築地として望しからずとされてゐる其の上に築造されて、被害の少なかつたのは相當な理由がなければならぬと思つたが、設計者京都府廳の一井技師の好意により設計圖を得、基礎工事に於て特別な手法を施したものであることを知ることが出來た。第一一はそれを圖に示したものである。即ち地下 4 尺掘り下げ其の上に圖の様に、丁寧且つ廣い算呂盤地形を施したもので、恰かも筏を浮べた様な意味合に作られたものであつた。之れのみの理由で建物が被害無かつたとは言ひ得ないが、然し之れが與つて力あつたものであることと思はれるので特に揭げて記錄を殘して置く。

第五項　其　の　他

多寶塔の被害、多寶塔は震災地に二個所あつた。一つは天橋立の傍智恩寺に、他は丹波村橋木緣城寺にあつたが、何れも九輪が根で折れてゐた關野博士の說に依れば九輪の眞棒は此の部分で接いであるものであるとの事である。寫眞第二



第一一圖

五、第二六はそれを示したものである。

「コンクリート」造の被害、激震地には鐵筋「コンクリート」造とも稱すべきものは無かつたが、峰山と、山田とに「コンクリート」造の變電所があつた。10米平方のもので柱はなく、壁厚 14 糎、鐵筋は窓の周りのみ ½ 吋棒を二重に入れ、他は 22 糎間に ¼ 吋棒を用ひたもので、「コンクリート」は花崗岩砂利を用ひた粗悪なものであつた。屋根は鐵骨「トラス」の上に「スレート」を葺いたものである。破壊は宛かも煉瓦造の如く切妻の部分が墜落した。寫眞第二七、第二八は之れを示したものである。

第三章　結　　論

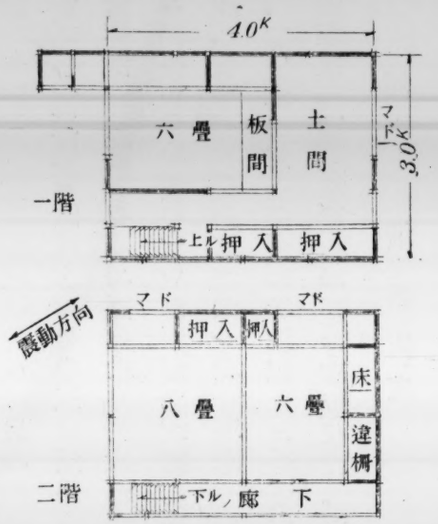
斯くの如き激震地、特に斷層を生じた郷村の郷、高橋兩部落並びに山田村の如く、全戸數の 0.8 乃至 0.9 の被害率を見た土地に於ては、木造家屋を耐震的ならしむることは、殆んど絶望の如く言はれたのであるが、それは甚だ早計であつて決して絶望ではない。震災各地に於て其の殘存せる家屋を調査するとき、吾々は却つて其の依るべき所を確め得た感をした。而かも殘存家屋構造は倒潰家屋に比較して、敢て著しい手法に依つたといふ譯では無く、只次の簡單な二つの事項によつたものであることを知ることが出來た時、尚更意を强ふした。即ち(一)屋根葺材料の輕きもの、(二)壁體の多きもの、是れである。殘存せる家屋は必ずこの何れか、又は兩者を具へたものであることと斷言して差支へない。

「木造家屋に於ては屋根の重量は震力の主要なる素因なり。」とは佐野博士が家屋耐震構造要綱の木造部の壁頭に掲げられた一句であるが、今更ながらその名言なるを思ひ起さざるを得ない。誠に木造家屋の震力の大部分は屋根の重量によつて支配されるのであつて、之に依つて被害の程度を甚しく明瞭にしてゐる。その好例として最も震度激しく 0.4 以上と推定せられてゐる山田村に於ける、屋根葺材料と被害の關係とを示したものが寫眞第二九乃至第三二である。

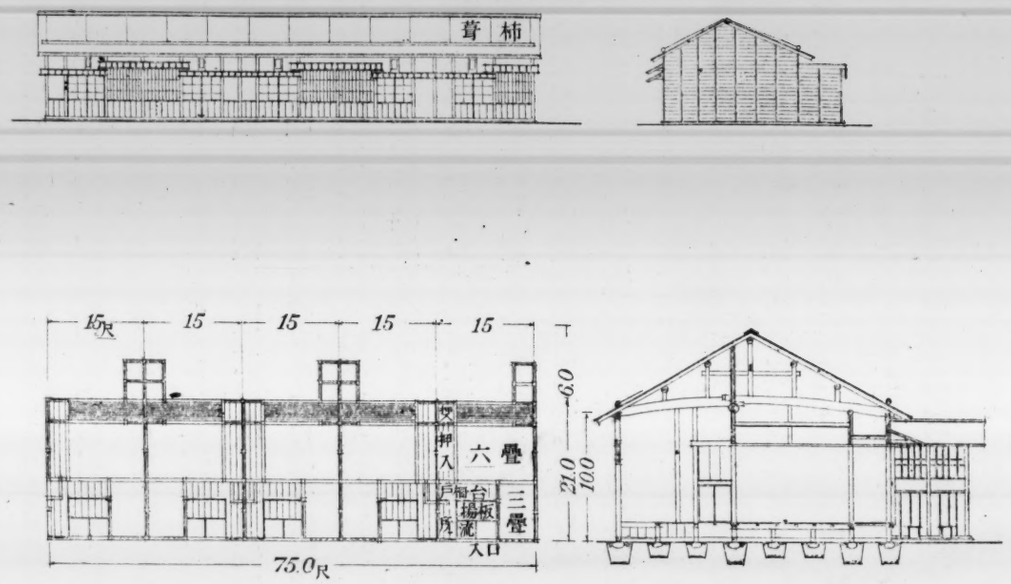
即ち第二九は瓦葺平家、第三〇は草葺平家、第三一は柿葺二階建、第三二は石綿「スレート」葺平家である。第三二はは山田驛の構内にある鐵道省官舍であるが建物が基礎の上を 20 糎程移動したのみで、其他は全く被害無かつたものである。

尚ほ最も激震地とせられた郷村に於ける好例を示さう。第一二圖はそれであつて、郷村斷層によつて全滅せられた高橋部落に殘存して、被害殆んど無かつた鐵道假官舍である。甚だ質素な平家五戸建長屋、屋根柿葺であつてその間取は集合的小住居として甚だ興味あるものであつた。同官舍に起居されてゐる鐵道省郷詰所河野夕韻氏の好意に依り其の平面及び構造圖を手に入れることが出來たので茲に掲げる、0.4 以上の震度を有する土地に於て尚ほ充分に耐え得たことはその間取と屋根とに依るものであることの證として記錄を殘して置きたい。尚今一つの好例を示さう、郷斷層線上にあつて、家屋の直下が垂直水平に 2 尺の喰ひ違ひを生じた所にあつた家屋がそれである。寫眞第三九に見る如く瓦葺平家建の本屋は全く地上に伏せてしまつたが、之に接續した臺所は「トタン」葺であつた爲めに共

建階二葺瓦ナキ害被シ存殘ニ山峰
平面圖



舍官省道鐵キナ害被テニ村郷



第一二圖

に潰滅するの慘を免れた。斯くの如く一般に屋根葺材料の輕量なるものは、成績良好であつた中で特筆すべきは石綿「スレート」葺家屋の成績である。之れはひとり住宅のみでは無く、色々のものに用ひられてゐたが總て良好であつた。寫眞第三三以下第三六はその狀態を示したものである。第三三は峯山に於ける湯屋、第三四は峯山停車場、第三五は峯山驛官舍、第三六は須津小學校である。その外工場としても石川村に石綿「スレート」葺のものがあつて被害なかつたことは前述の如くである。斯くの如く屋根葺材料が建物に及ぼす影響は大である。現在最も多く用ひられてゐる、日本瓦、「セメント」瓦、石綿「スレート」に就てその重量を調べて見ると大略次の表の如くである。

	葺方		枚數/坪	瓩/米²
日本瓦	葺土を有せざるもの	葺足 5 寸	80	65
		葺足 6 寸	70	54
	葺土を有するもの	葺足 5 寸　荒木田土 4 荷	80	129
		葺足 6 寸　荒木田土 4 荷	70	118
		葺足 5 寸　海土　3 荷	80	113
		葺足 6 寸　海土　3 荷	70	102
「セメント」瓦	王子製瓦		42	33
	實用瓦		50	41
	六甲「スレート」		43.5	31
	常盤瓦		50	40
	「アンビー」瓦		50	40
	獨逸式「セメント」瓦		48-55	36-50
石綿「スレート」	16 吋菱形葺	2 吋半重	30	14.5
	同上	3 吋重	32	15.5
	12 吋菱形葺	2 吋半重	57	15.5
	8 吋菱形葺	2 吋重	147	18.0
	16 吋一文字葺	葺足 6 吋半	50	12.0
	同上	葺足 6 吋	55	13.5

即ち

種 類	瓩/米²	平均重量比
日本瓦（葺土を有するもの）	100-130	6.5
〃 （葺土を有せざるもの）	55- 65	3.5
「セメント」瓦	35- 40	2.0
石綿「スレート」	15- 20	1.0

葺土を用ひた日本瓦葺が如何に地震に對して不利であるかを知ることが出來るであらう。

最後に特筆すべきことは壁體の効果である。學校建築に就ては既に擧げた、茲には住居に就ての例を擧げよう。峰山に殘存して被害殆無かつた二階建瓦葺の傘屋がそれである。軒高約 18 尺建坪 12.5 坪、柱には 3.5 寸角材を用ひ、梁は柱に枘差となつてゐて、數ヶ所、鎹の類を用ひたものであつたが、耐震的には特に考慮したものではない、只他と異なる所は第一二圖及寫眞第三七第三八圖に示す如く家屋に壁體が多く、殊に一階の周圍が壁體に依つて、圍まれてゐた事である。周圍の家屋皆全潰せる內に只一つ殘存してゐたことは、同地方の住居の一般に壁體少きことと、この家屋の壁體多いこととを比較して說明がつくと思はれる。即ち主として壁體の効果に因るべきものであらう。

以上述べた實例によつて、如何に屋根葺材料を輕減し壁體を增すことが耐震構造上有効であるかを知る事が出來ると思ふ。之等は既に明白な事柄であつて今更事新しく擧ぐる程の事ではないが此度の地震に於て特に著しく顯れた現象であると思ふので茲に擧げてその効果を再び力說して置きたい。

本稿を終ゆるに當つて種々御敎示に與つた佐野、末廣兩先生に深く感謝いたします。

昭和二年七月。

丹後地方住居

The typical form of dwellings in Tango province.

寫眞第一
山田村ニ於ケル震後新築中ノモノ

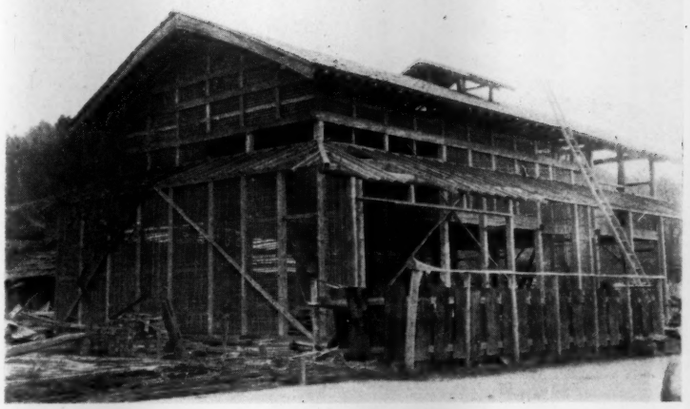


Fig. 1 A house in the village of Yamada.

寫眞第二
丹波村赤坂ニ於ケル屋根ノ破損セルヲ震後修理セルモノ

Fig. 2 A house in the village of Tanba.

寫眞第三
口大野村ニ於ケル屋根ノミ破損セルモノ

Fig. 3 A house in the village of Ôno.

丹後地方住居内部

Inside of typical dwellings in the Tango province.

寫眞第四　小屋組ノ構造ヲ示ス．A 材ハ震後加ヘタルモノ

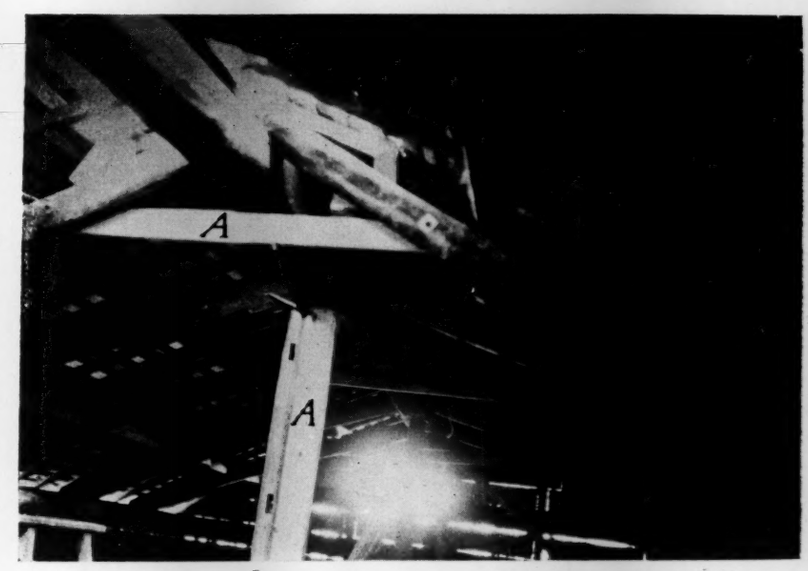


Fig. 4　The roof construction. The me nber A has been added for reinforcement after the earthquake.

寫眞第五　室内小壁天井ヲ示ス

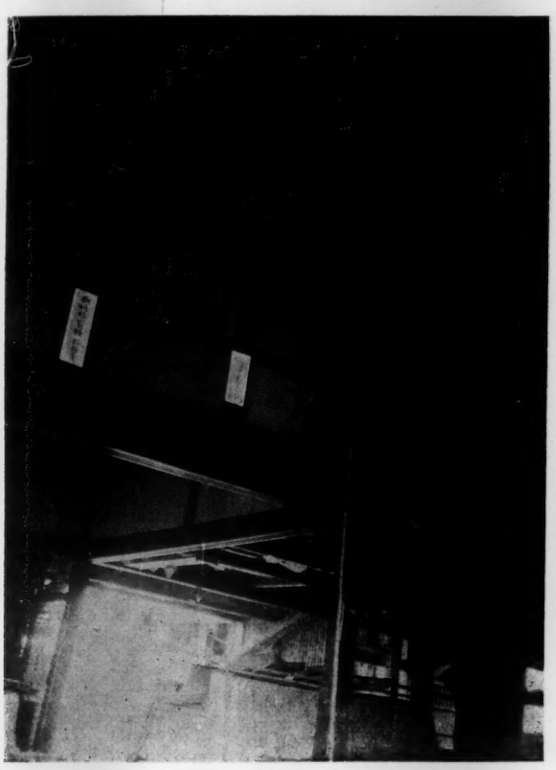


Fig. 5　Upper part of a room.

丹後地方縮緬工場 其ノ一

A small textile fabric of the Tango-Crape.

寫眞第六　外觀（奥大野村ニ於ケルモノ）

Fig. 6　Outside view.

寫眞第七　內部（間人町ニ於ケルモノ）

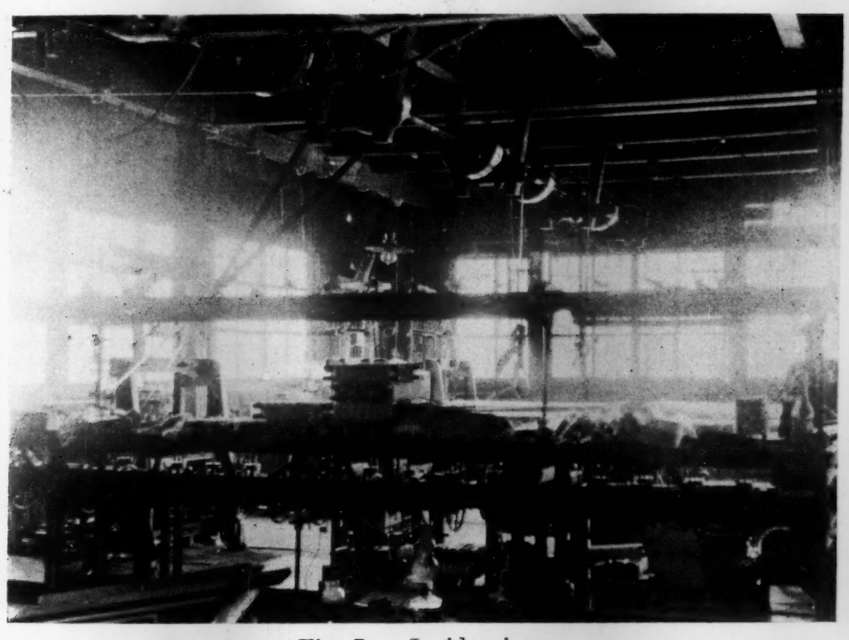


Fig. 7　Inside view.

丹後地方縮緬工場 其ノ二

A large textile fabric of Tango-Crape.

寫眞第八　　石川村古荘工場

屋根石綿「スレート」葺、方杖ノ使用アリ被害少ナキモノ

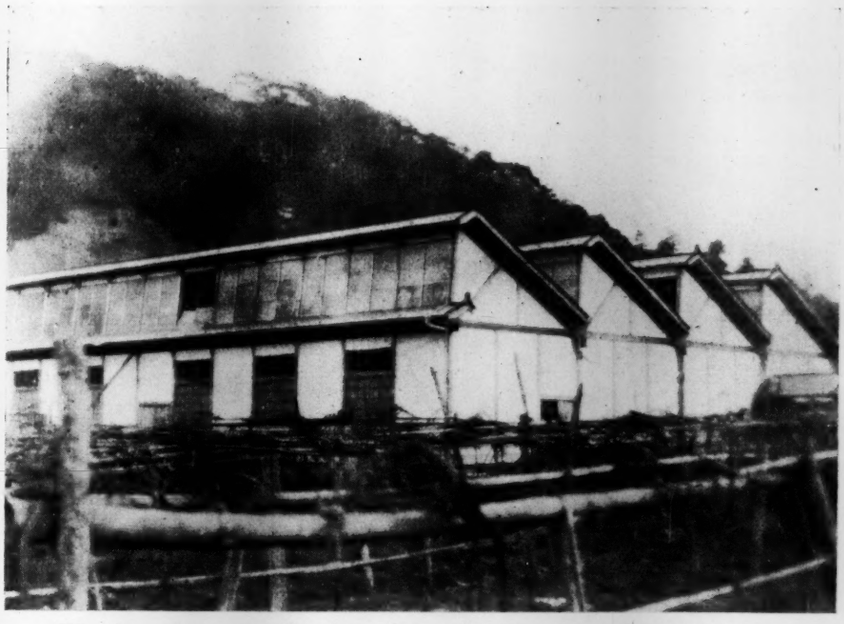


Fig. 8　An example of good construction, roofed with light asbestus-slates and having braces between beams and struts.

寫眞第九　　三河内村染織講習所工場

方杖ノ使用ナク全潰セルモノ

Fig. 9　An example of bad construction, roofed with heavy tiles and having no braces.

平家建小學校ノ破壞狀態
Elementary school buildings.

寫眞第一〇　岩瀧小學校 A 校舍
間仕切壁ニ筋違ナキモノ

Fig. 10　An example of bad construction having no substantial partitions.

寫眞第一一　岩瀧小學校 B 校舍

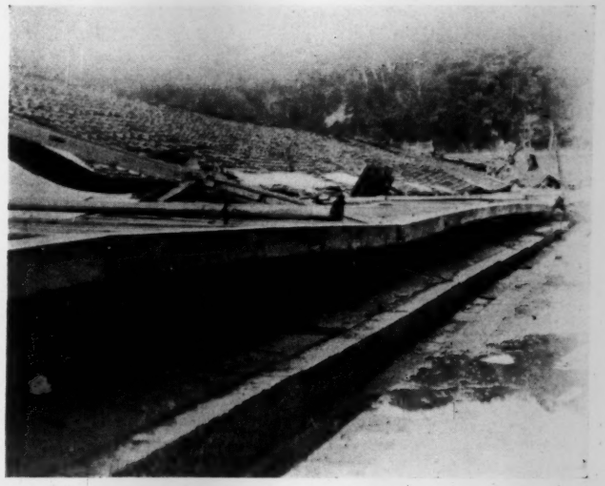


Fig. 11　Ditto.

寫眞第一二　長善小學校
間仕切壁ニ筋違アルモノ

Fig. 12　An example of good construction having strong partitions with diagonal braces.

二階建學校ノ破壞狀態
Destruction of two storied school buildings.

寫眞第一三　口大野小學校
階上ノミ破壞セルモノ

Fig. 13　Broken at the second story.

寫眞第一四　京都府立峰山工業學校
階下ノミ破壞セルモノ

Fig. 14　Broken at the first story.

寫眞第一五　京都府立峰山工業學校
階下及ビ階上ノ破壞セルモノ

Fig. 15　Broken at the first and second stories.

寫眞第一六　京都府立峰山工業學校

校舍隅部ノ破壞、瓦ハ針金ニヨリテ下地ニ結バレタリ

Fig. 16　A corner of the Mineyama technical school.

寫眞第一七　同　上

隅柱弐階梁桁下ニテ破壞セル部分

Fig. 17　A post fractured at the connection to the second strory beam.

寫眞第一八　同　上

隅柱弐階梁ノ部分デ切斷セラレタルモノ

Fig. 18　The fracture of a post.

寫眞第一九　峰山區裁判所

大ナル地疵ニヨル建物ノ破壞狀態ヲ示ス

Fig. 19　The Mineyama local court destroied due to a large fissure on the ground under the building.

寫眞第二〇　舊中郡役所

廊下ノ引キ擴メラレタルモノ

Fig. 20　The passage of the Naka district office.

寫眞第二一　同　上

同上床板ヲ除カザル前

Fig. 21　Ditto.

寫眞第二二　舊中郡役所外塀

地疵ニヨル垂直龜裂ヲ生ジタルモノ

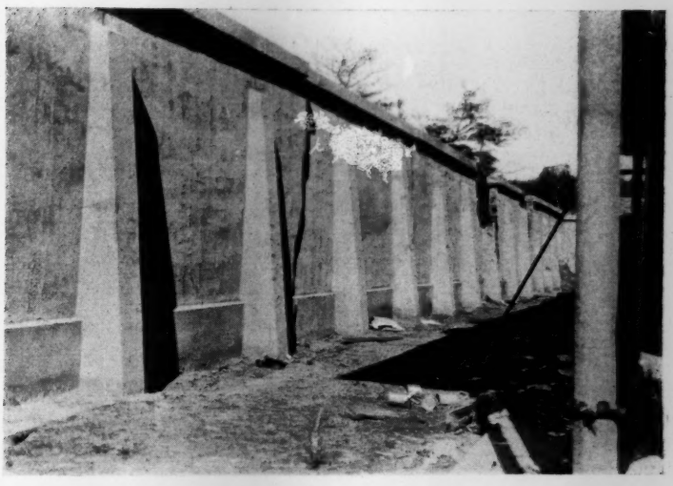


Fig. 22　Vertical cracks in a brick wall due to the fissure of the ground.

寫眞第二三　舊中郡役所

玄關車寄ノ破壞セル部分

Fig. 23　The porch of the Naka district office.

寫眞第二四　舊竹野郡役所

埋立地ニアリテ被害輕キモノ

Fig. 24　The Takeno district office remained intact on a soft ground probably for the reason that it is built on a spread foundation.

寫眞第二五　文珠智恩寺多寶塔
九輪ノ折レタルモノ

Fig. 25　The "Tahoto" tower of an old temple near Amanohashidate. The central post "Kurin" at the top of the tower fell down.

寫眞第二六　同　上
九　輪

Fig. 26　The broken "Kurin".

寫眞第二七　山田變電所

周圍ノ壁ハ鐵筋「コンクリート」造(東側)

Fig. 27　The Yamada electric substation, constructed of inferior concrete.

寫眞第二八　同上

(西側)

Fig. 28　Another side of the building shown in Fig 27.

屋根葺材料ニ依ル被害ノ狀態ヲ示ス（山田村内ニ於テ）

Shows difference in injury suffered by houses having different roofing materials.

寫眞第二九　瓦葺平家建

Fig. 29 One storied house roofed with heavy tiles.

寫眞第三〇　草葺平家建

Fig. 30 One storied house thatched with grass.

寫眞第三一　柿葺二階建

Fig. 31 Two storied house thatched with shingles.

寫眞第三二　石綿「スレート」葺平家建

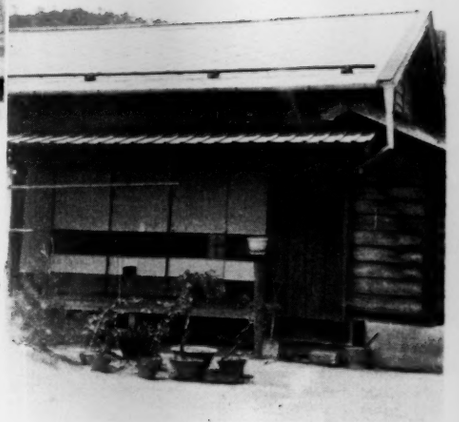


Fig. 32 One storied house roofed with asbestus slates.

石綿「スレート」葺家屋ノ被害少キ例

Some of the houses which registed against the severe shock with slight injury. All there house were roofed with asbestus slates.

寫眞第三三　峰山町ニ於ケル湯屋

Fig. 33 A public bath at Mineyama.

寫眞第三四　峰山停車場

寫眞第三五　峰山停車場官舍

Fig. 34 The Mineyama station.

Fig. 35 A dwelling honse at Mineyama.

寫眞第三六　須津小學校

Fig. 36 An elementary school at Suzu.

寫眞第三七　峰山町ニ於ケル周圍家屋全潰セル中ニ孤立殘存シテ被害少キ家屋

Fig. 37 A house in Mineyama standing intact on account of its having strong external walls; the houses near-by were completely destroyed.

寫眞第三八　同　上

Fig. 38 Another side of the house shown in Fig. 37.

寫眞第三九　鄕村高橋ニ於テ家屋ノ直下ヲ斷層ニヨリテキラレタルモノ

Fig. 39 A house at the village of Go (鄕), under which a fault scarp was formed.

丹後地方地震調査要項

Geophysical Investigations on the Severe Earthquake in the Province of Tango

A severe earthquake took place, after the recent one in Tajima, on the north-eastern part of Central Japan, in the province of Tango on March 7th. 1927. The stuffs and assistants of this Institute were at once sent to the affected districts for investigating it in its geophysical, geological, and architectural bearings.

Among other things various investigations of the after effects of the earthquake were and are still being conducted as described below.

(1) Seismometry:—Seismometers were installed under the direction of Prof. Imamura at three spots, namely Maizuru, Ine, and Kinosaki (see the appended map) encircling the epicentre of the first severe shock. The observation was started on March 11th. and is still continued. A preliminary report thereon has been published in the Proceedings of the Imperial Academy, Vol. 3, No. 4 (1927).

(2) Observations of the tilting of land:—The Ishimoto tiltmeters[1] were installed under the direction of Ass. Prof. Ishimoto at Miyazu on March 11th. and at Kawabe on May 26th. (see the map). The observation is still on.

(3) Precise levelling and triangulation:—The work of levelling and triangulation in the disturbed area and the surrounding districts has been entrusted to the Land Survey Department of the Army. The routes for the levelling and the stations for the triangulation are shown in the map. The levelling has been started on April 23rd. and the triangulation on May 18th.. Both measurements are to be repeated, say three times within one year, for investigating the after-working of the land. The results of the levelling done along the E-W route are published in this Bulletin (p. 167) as the first report of the work.

(4) Sounding of the sea:—The work of sounding the sea facing the disturbed district has been entrusted to the Hydrographic Department of the Navy and is being done.

The reports will be published in the Bulletin. (The Director.)

一、該地方地震被害其他の調査に従事する本所々員其他の職員

(イ)、地震計測及震災地踏査

所員　今村明恒、松澤武雄、囑託員　那須信治

1) M. Ishimoto. This Bulletin, Vol. II.

(ロ)、地殻傾斜計測

所員　石本巳四雄、助手　坪井忠二、高橋龍太郎

(ハ)、地形及地質調査

所員　山崎直方、坪井誠太郎、多田文男、助手　津屋弘達

(ニ)、地割に關する調査

所員　藤原咲平、助手　高山威雄

(ホ)、構造物に關する調査

所長　末廣恭二、助手　谷口忠、囑託員　齊田時太郎

二、餘震の觀測は最も必要なるを以て震災直後京都府下舞鶴町、同伊根村、兵庫縣下城崎町の三點に地震計を据付け比較觀測を三月十一日より開始目下繼續中（觀測地點は附圖に示す、⊗印）

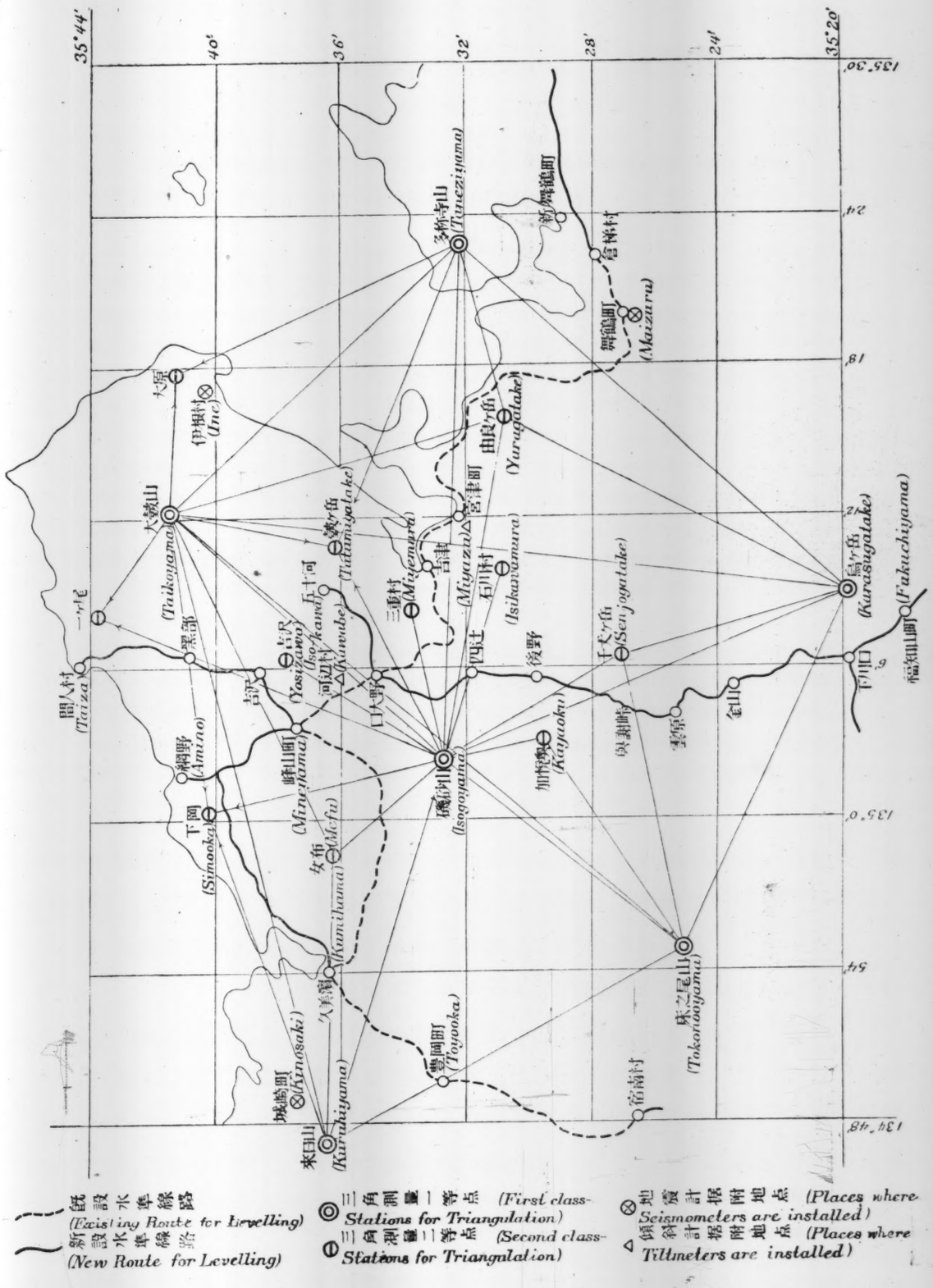
此觀測結果概要は帝國學士院記事第三卷第四號に揭載せらる

三、地震直後に於て地殻の變動を調査するは最も緊要なるを以て京都府下宮津町、同河邊村に傾斜計を据付け宮津は三月十一日より河邊村は五月二十六日より觀測を開始目下繼續中（地點は附圖參照、△印）

四、地震直後に於ける土地の變動調査のため水準及三角測量するの必要あり、之が作業を陸地測量部に委託して連續測定を開始し第一回水準測量は諸般の準備を整へ丹後國倉梯村より但馬國宿南村間（既設線）の觀測を四月廿三日より又丹後國間人村より丹後國福知山間（新設線）の觀測を五月三十日より開始せり、同觀測は四回乃至五回繰返へし施行の豫定（線路は附圖に揭ぐ）、第一回報告は第百六十七頁に揭ぐ、

第一回三角測量は造標其他の諸般の準備を整へ一等點は丹後國磯砂山を基點として來日岳、床之尾山、烏ヶ岳、多稱寺山、大鼓山の六點を二等點は一ヶ尾、皷ヶ岳、大原、吉澤、女布、下岡、千丈ヶ岳、由良ヶ岳、加悅奥、石川、三重嶽等の諸點を撰びて五月十八日より觀測を開始せり。本觀測も三回乃至四回繰返へし施行の豫定（觀測點は別圖に示す）

五、丹後地震後に於ける海底變動を調査するの必要あり、之が作業を海軍水路部に委嘱して同地近海海深測量を四月より開始し目下作業中なり。



既設水準線路 (Existing Route for Levelling)

新設水準線路 (New Route for Levelling)

◎ 三角測量一等点 (First class-Stations for Triangulation)

◎ 三角測量二等点 (Second class-Stations for Triangulation)

⊗ 地震計据附地点 (Places where Seismometers are installed)

△ 傾斜計据附地点 (Places where Tiltmeters are installed)

丹後震災地水準測量第一回報告

First Report on the Precise Levelling across the Province of Tango

As stated on p. 163, the Land Survey Department sent us the first report on the precise levelling done along the E-W route which crosses the area where the earthquake was severest and extends to the unaffected districts. The profile of the vertical displacements relative to the height of bench marks measured in 1887 and 1888 is shown in the annexed diagram. A map roughly showing the positions of the faults formed by the earthquake is appended thereto.[1] The error of the observation is less than ±3 mm. in proceeding back and forth over a distance of 2 km.. It is to be understood that at present we are not in a position to fix the line of no displacement, because the western part of the route was more or less disturbed by a strong earthquake which took place in that district two years ago. So that the eastern end where there was apparently no disturbance, was provisionally taken as unaffected and the assumed zero line was drawn on the diagram.

The real zero line will be determined before long, when the Land Survey Department shall extend the survey along this route as far as the Province of Noto.

The results of the second survey along the same route and of the first survey over the N-S line will be reported in the next volume of the Bulletin.

(The Director.)

別頁に掲げた種々の震災地調査の内、東西線に沿ての水準測量第一回報告を陸地測量部より受領したから其の成果を別圖に掲げる、東西線は明治二十一年及二十二年に計測せられた標高に對する地面の高さの變化である。

標高變化の零である地點としては假りに東端の舞鶴附近を撰定した、何となれば西端豐岡地方は但馬地震の爲めに地變があつたと想像し得るからである。

陸地測量部は追て此線に沿ふて能登輪嶋迄改測せられるそうであるから、其結果を俟たなければ眞の零線の決定する事は困難である併し以前の計測が四十年前のものであるから其間に永年の地面高低の變化を生じたとすれば改測後とても眞の零線は決定する事が困難であるかも知れぬ。

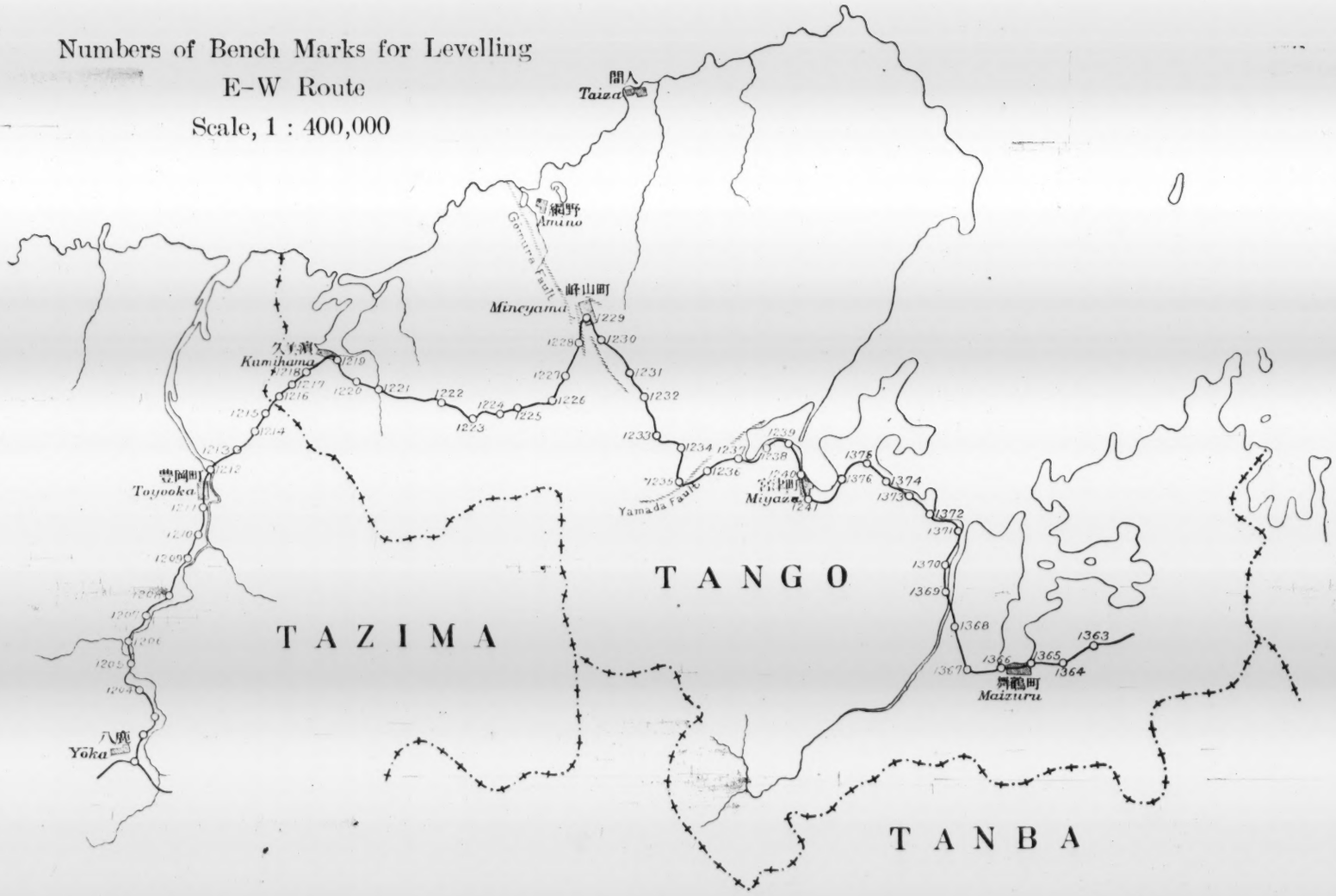
---

1) Yamasaki and Tada, Proc. Imp. Aca. Vol. 3, No. 4.

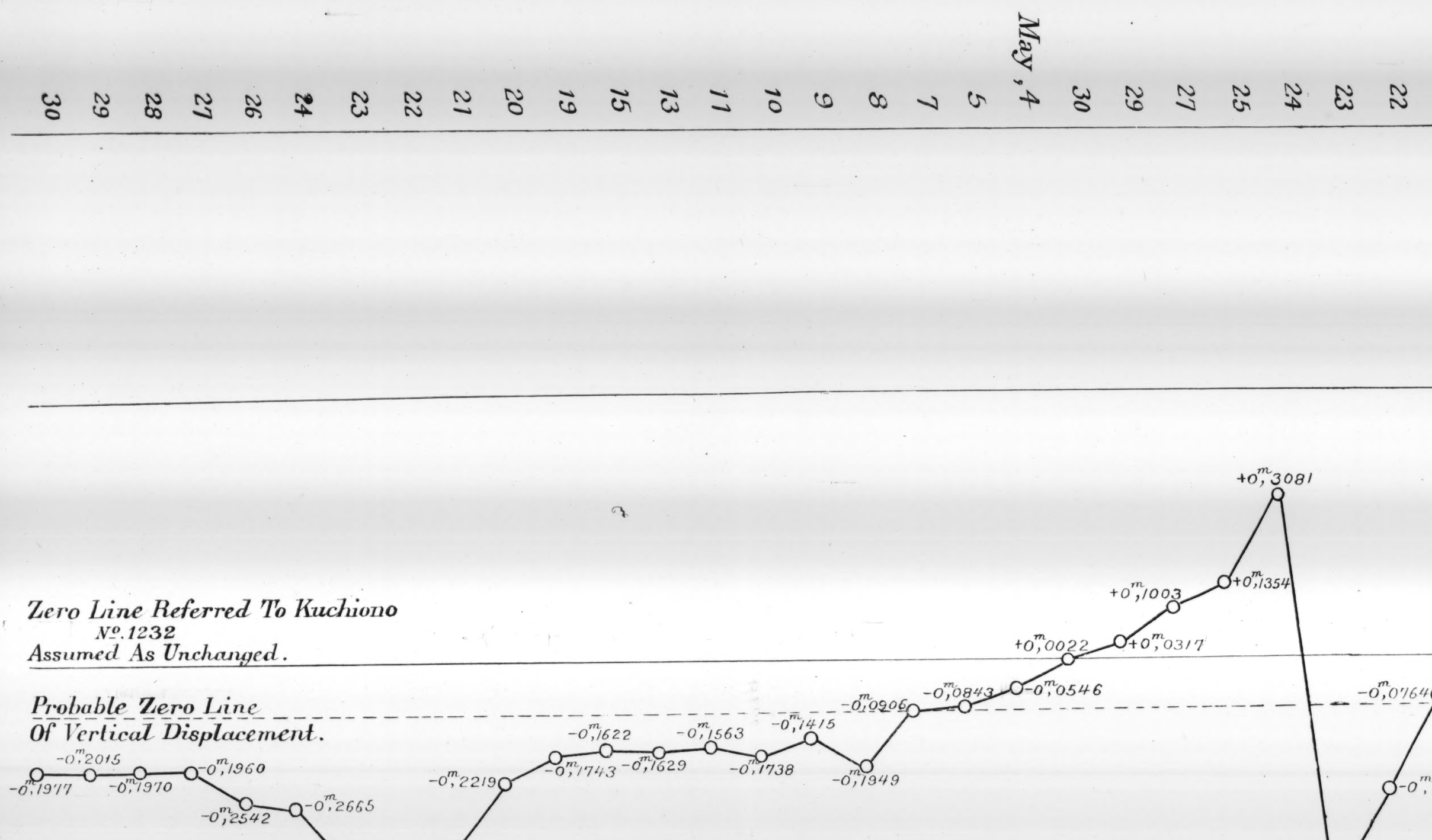
終りに臨で陸地測量部が本所の委囑により地震直後より此の困難なる事業に着手せられ尚引續き本所の爲め測量に從事せらるゝ勞を深く感謝する。

（所　長）

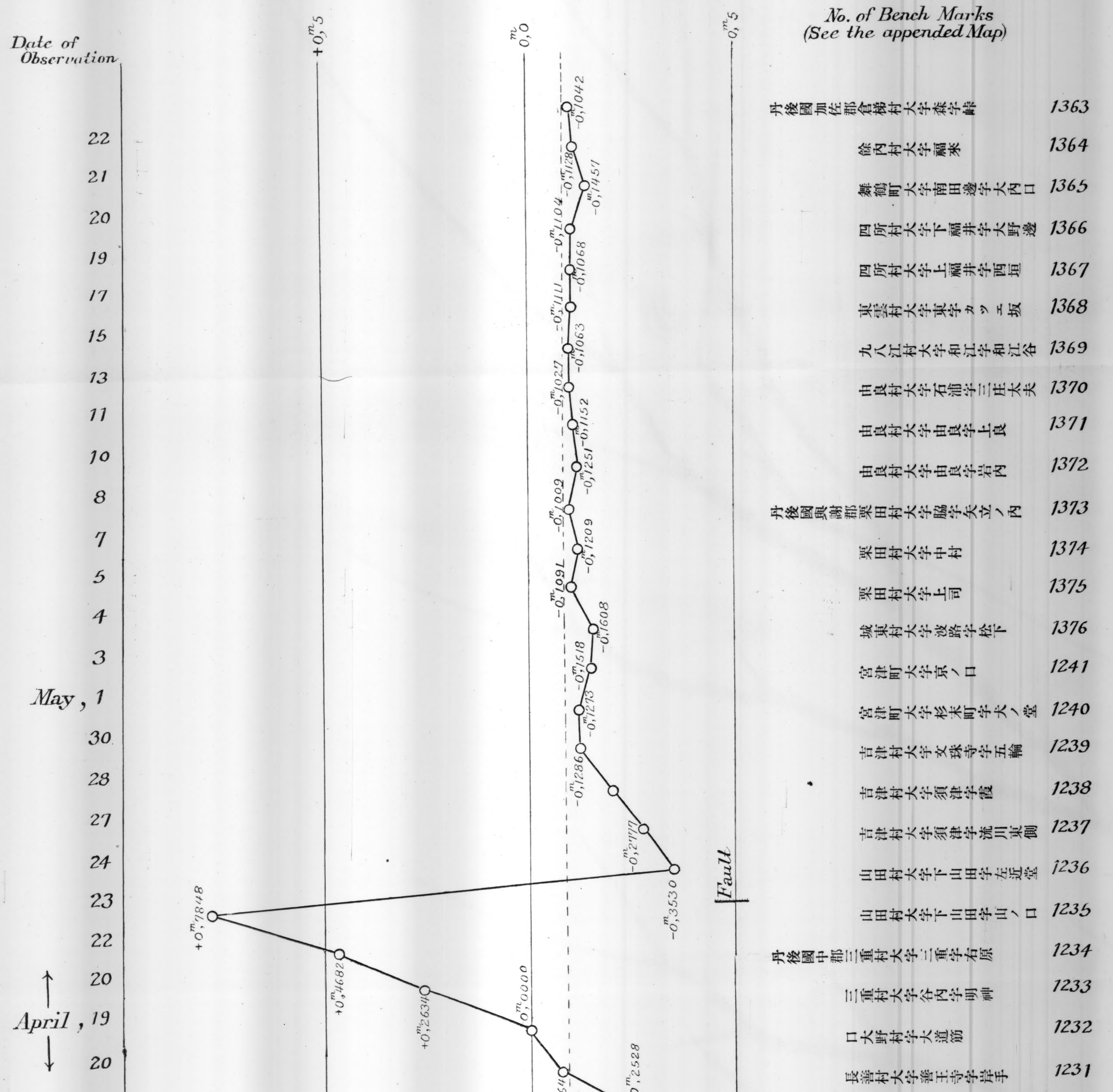
Numbers of Bench Marks for Levelling
E-W Route
Scale, 1 : 400,000



Vertical Displacements of Land
(Displacements relate to the Results of th



長善村大字善正寺字岸手		1230
吉原村大字管字サト		1229
峯山町大字浪花		1228
吉原村大字新治字藏ノ谷		1227
五箇村大字二個字四十田		1226
五箇村大字鱒留字寺谷		1225
五箇村大字鱒留字比治山		1224
五箇村大字鱒留字比治山		1223
丹後國熊野郡上佐濃村大字佐野字城ノ下		1222
上佐濃村大字佐野字中ノ坪		1221
下佐濃村大字永留字中間谷		1220
海部村大字橋爪字峠向		1219
久美谷村大字栃谷字岩手		1218
久美濱村字十樂町		1217
久美谷村大字神谷字辻堂		1216
久美谷村大字河梨字橋元		1215
但馬國城崎郡三江村大字下宮村字丹後谷		1214
三江村大字下宮村字赤谷		1213
三江村大字下宮村字地藏		1212
三江村大字六地藏村字中通		1211
豐岡町大字京口町字尻細		1210
八條村字旭市上ノ町字大道		1209
國府大字上佐野村字ホウキ		1208
國府村大字府中新村字東所		1207
日高村大字鶴岡字龜岩		1206
日高村字宵田村字竹ノ内		1205
但馬國養父郡宿南村大字淺倉村字向山		1204
宿南村大字宿村字黒谷		



and along E-W Route
the Survey done in 1887 & 1888)

No. of Bench Marks
(See the appended Map)

丹後國加佐郡倉梯村大字森字峠	1363
餘内村大字福來	1364
舞鶴町大字南田邊字大内口	1365
四所村大字下福井字大野邊	1366
四所村大字上福井字西垣	1367
東雲村大字東字カツヱ坂	1368
九八江村大字和江字和江谷	1369
由良村大字石浦字三庄太夫	1370
由良村大字由良字上良	1371
由良村大字由良字岩内	1372
丹後國與謝郡栗田村大字脇字矢立ノ内	1373
栗田村大字中村	1374
栗田村大字上司	1375
城東村大字波路字松下	1376
宮津町大字京ノ口	1241
宮津町大字杉末町字犬ノ堂	1240
吉津村大字文珠寺字五輪	1239
吉津村大字須津字霞	1238
吉津村大字須津字流川東側	1237
山田村大字下山田字左近堂	1236
山田村大字下山田字山ノ口	1235
丹後國中郡三重村大字三重字右原	1234
三重村大字谷内字明神	1233
口大野村字大道筋	1232
長善村大字善王寺字岸手	1231

所　報

○ 官制改正

昭和二年六月十六日勅令第一七〇號を以て本所官制改正せられ「助手三人」増員せらる

○ 丹後地震調査費支出の件

本年三月七日丹後地方に起りたる地震は近來稀に見る激震にして本所に於ては該地震直後に於て同地附近地殻の變動を調査研究する必要を感じ之れが調査費を要求したるに幸ひ認容する所となり五月三日を以て第二豫備金より本所の要求通臨時部、丹後地方地震調査費として支出せられたり依て同地方に於ける水準及三角測量を陸地測量部に委託し又同地方近海の水深測量を海軍水路部に依頼して實測に從事すると共に震央地附近に於ては地震觀測、地殻傾斜觀測並に地質地形の變動調査を開始目下夫々調査中なり。

○ 談話會記事

臨時談話會（昭和二年三月三十一日）

1	丹後地震調査豫備報告	所員　山崎直方
1	同上	所員　今村明恒
1	同上	所員　坪井誠太郎
1	同上	所員　多田文男
1	同上	助手　谷口忠
1	同上	助手　津屋弘逵

第十四回談話會（昭和二年四月十九日）

1	二三種の障害による彈性波の離散と廻折に就て(其一)	所員　妹澤克惟
1	誘發地震と異狀震域に就て	中央氣象臺技師　國富信一
1	地球の激震帶と其長週期移動に就て	所員　寺田寅彦 助手　宮部直巳
1	震原帶相互の活動に就て	所員　藤原咲平
1	半無限大彈性體の歪に就て	所員　長岡半太郎 助手　白井俊明

第十五回談話會（昭和二年五月十七日）

1	彈性波の實驗(第二報)	所員　寺田寅彦 助手　坪井忠二
1	彈性波の散逸	所員　妹澤克惟
1	彈性波の老衰に就て	所員　妹澤克惟
1	日本海岸の島列に就て	所員　寺田寅彦

1 火山と作用に就て　所員　長岡半太郎
1 深層地震に就て　中央氣象臺技師　和達清夫
1 緣端の割目に就て　所員　藤原咲平

第十六回談話會（昭和二年六月二十一日）

1 毛細管加速度計　所員　石本巳四雄
1 粘質彈性體に於ける波動計の變化に就て　所員　妹澤克惟
1 沿岸島列に就て　所員　寺田寅彥
1 島弧の生成に關する實驗　所員　寺田寅彥／助手　宮部直巳
1 地球內部の伸縮　所員　長岡半太郎
1 割目の實驗（承前）　所員　藤原咲平
1 鐵筋混凝土堰堤の耐震法に就て　所員　物部長穗
1 丹後地方水準測量二回の成果並に三角測量第一回の成果　陸地測量部三角科長　青柳和夫／同　測量師　梅本豐吉
1 丹後震災地附近海深測量の成果　囑託　米村末喜

第十七回談話會（昭和二年七月五日）

1 丹後地方水準測量成果
1 關東震災地の移動に就て　陸地測量部三角科長　青柳和夫／同　測量師　梅本豐吉
1 所謂「片麻岩構造」の一成因　所員　坪井誠太郎
1 水平振動計の不安定を防ぐ一方法　所員　末廣恭二
1 地球內部の伸縮（第二回報告）　所員　長岡半太郎
1 表面層にある彈性波分散の算出　所員　妹澤克惟／囑託　宮崎武平
1 漸變彈性體に於ける波動　所員　妹澤克惟

○ 講演會記事

第二回公開講演會

期日　昭和二年五月四日午後四時

場所　東京帝國大學工學部新館大講堂

演題及講演者

1 地震研究所に於ける研究の概要　所長事務取扱　末廣恭二
1 地の渦卷と地の割目に就て（幻燈應用）　所員　藤原咲平
1 丹後地震と地表傾斜の變化に就て（幻燈應用）　所員　石本巳四雄
1 丹後大地震と災害防止問題　所員　今村明恒
1 丹後地震と地形との關係（幻燈應用）　所員　山崎直方

○ 出張

昭和二年四月一日地震調査の爲め京都府下へ出張　所員　石本巳四雄
昭和二年四月八日學術上取調の爲め京都府下へ出張　所員　今村明恒

昭和二年四月十二日地震調査の爲め京都府及兵庫縣下へ出張	助手	高山威雄
昭和二年四月二十日學術上取調べの爲め京都府下へ出張	所員	多田文男
昭和二年四月二十一日學術上取調の爲め京都府下へ出張	助手	津屋弘達
昭和二年五月四日筑波支所增築要務の爲め茨城縣下へ出張	所員	石本巳四雄
昭和二年五月四日筑波支所增築要務の爲め茨城縣下へ出張	助手	井上宇胤
昭和二年五月十一日學術上取調の爲め神奈川縣下へ出張	囑託	那須信治
昭和二年五月十六日地表傾斜觀測の爲め京都府下へ出張	所員	石本巳四雄
昭和二年五月十六日地表變動調査の爲め京都府下へ出張	助手	坪井忠二
昭和二年五月二十五日地表傾斜觀測の爲め京都府下へ出張	助手	高橋龍太郎
昭和二年五月二十八日地震事項取調の爲め神奈川縣下へ出張	囑託	保田柱二
昭和二年六月二日地震觀測の爲め京都府下へ出張	囑託	那須信治
昭和二年六月三十日學術上取調の爲め千葉縣下へ出張	囑託	保田柱二

昭和二年九月十八日印刷
昭和二年九月二十日發行

編纂兼發行者　東京帝國大學地震研究所

東京市神田區南神保町十六番地
印刷者　岩波茂雄

東京市神田區美土代町二丁目一番地
印刷所　三秀舍

東京市神田區南神保町十六番地
賣捌所　岩波書店